

Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovação  
Observatório Nacional  
Departamento de Astronomia

**Alex Dias de Oliveira**

**ESTUDO DA ATMOSFERA DE PLUTÃO A PARTIR  
DE RECENTES OCULTAÇÕES ESTELARES**

2015



Alex Dias de Oliveira

# **ESTUDO DA ATMOSFERA DE PLUTÃO A PARTIR DE RECENTES OCULTAÇÕES ESTELARES**

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Astronomia do Observatório Nacional, como requisito à obtenção do título de Doutor em Astronomia.

Orientadores: Dr. Roberto Vieira Martins.  
Dr. Bruno Sicardy.

Rio de Janeiro  
Fevereiro de 2015

*"Whenever there's a major breakthrough, there's usually others on the same path. Maybe a bit behind, maybe not behind at all. Isaac Newton and Gottfried Leibniz both invented calculus around 1684. The theory of evolution was proposed by Darwin, of course, but Alfred Russel Wallace had pretty much the same idea at pretty much the same time. And Alexander Graham Bell and Elisha Gray filed patents for the telephone on the same day. We call this multiple discovery — the same innovation emerging from different places. Science and invention is riddled with it, but it can also happen in the arts. We're all building with the same materials. And sometimes by coincidence we get similar results, but sometimes innovations just seem inevitable."*

*Kirby Ferguson.*

*"I invented nothing new. I simply assembled the discoveries of other men behind whom were centuries of work. Had I worked fifty, or ten, or even five years before, I would have failed. So it is with every new thing. Progress happens when all the factors that make for it are ready, and then is inevitable. To teach that a comparatively few men are responsible for the greatest forward steps of mankind, is the worst sort of nonsense."*

*Henry Ford*

# Agradecimentos

Depois de muito esforço, dedicação e superação consegui chegar até este importante ponto em minha jornada. E tudo isso teria sido impossível sem o apoio de muitos. A todos que dedicaram a mim uma parte do seu tempo e atenção, sinceramente, muito obrigado.

**Ao meu orientador, Dr. Roberto Veira Martins**, que me deu suporte, foi paciente e exigente quando devia ser, trazendo a tona o melhor de mim.

**Ao meu co-orientador, Dr. Bruno Sicardy**, que me recebeu tão bem no estágio mais importante deste trabalho. Sem seu suporte, experiência e paciência nada disso teria sido possível.

**Ao pesquisador, Dr. Emmanuel Lellouch**, pela inestimável ajuda, paciência e prestatividade ao me auxiliar sempre que solicitado mesmo quando muito ocupado.

**Às agências de fomento CAPES e FAPERJ**, pelo financiamento que tornou possível o desenvolvimento e realização de todas as minhas atividades acadêmicas.

**Aos meu pais Wilton e Aparecida** de quem sempre tive apoio incondicional em toda a minha vida. Não sei o que seria da minha vida sem a dedicação, apoio e amor de vocês dois.

**Ao grupo de trabalho**, pela assistência, colaboração e dedicação com a qual me auxiliaram e ensinaram sempre que necessário.

**Aos meus irmãos Marcelo e Maycon**. Parceiros divertidos que, mesmo sem saber, são e serão sempre meu laço com o passado e meu alicerce para o futuro.

**À minha linda namorada Erika** que, sempre dedicada e compreensível, foi meu porto seguro na parte mais turbulenta desta jornada e, sem a qual não teria conseguido.

**Aos meus amigos** que são a família que escolhemos pela vida. Não importa a distância ou as dificuldades, sempre estão lá para apoiar nas dificuldades e celebrar nas vitórias.

# Resumo

Plutão, assim como os demais objetos do cinturão de Kuiper, é pouco afetado pela radiação solar, de modo que sua superfície e atmosfera, contêm informações sobre a composição primordial da nuvem protoplanetária. Logo, o planeta anão é de grande importância no estudo da formação e evolução do Sistema Solar. Além disso, sua atmosfera pode ajudar a entender os processos de surgimento e permanência de atmosferas em torno de corpos planetários de uma forma geral. De fato, o satélite de Plutão, Caronte, que tem a metade do seu tamanho e 12% de sua massa, não tem atmosfera, o que sugere que o planeta-anão está pouco acima da massa e tamanho críticos necessários para se ter e manter uma atmosfera.

A técnica mais eficiente para estudar a atmosfera de Plutão, a partir de observações de solo, baseia-se na análise da variação, no tempo, do fluxo de uma estrela ao atravessar a atmosfera, detectada por um observador na Terra. Esta técnica se chama ocultação estelar e, devido a importância científica dos resultados com ela obtidos, um intenso trabalho de previsão e observação desses eventos foi feito através de colaborações internacionais. Neste contexto, duas ocultações estelares envolvendo Plutão, previstas para 18 de Julho de 2012 e 04 de Maio de 2013, foram observadas em diversos observatórios, entre eles, o *Very Large Telescope* (VLT) de 8.2 m do *European Southern Observatory* (ESO).

Os dados obtidos são usados em duas abordagens distintas. A primeira consiste em derivar parâmetros da atmosfera de Plutão como, perfis verticais de temperatura, densidade e pressão, a partir da melhor curva de luz observada (em termos de razão S/R e resolução temporal). A segunda abordagem consiste em, usando as “cordas” da ocultação (curvas de luz observadas), realizar um ajuste astrométrico da posição da sombra do planeta-anão projetada sobre a Terra fixando, desta forma, o tamanho da atmosfera e, mais precisamente, a escala vertical dos perfis derivados.

O evento de 18 de Julho de 2012, produziu a melhor curva de luz (obtida no VLT/ESO) já observada para estudar a atmosfera de Plutão, mas não muito eficiente para determinar seu tamanho absoluto. Inversamente, o evento observado em 4 de Maio de 2013 não possuía excelente qualidade fotométrica, mas forneceu uma excelente determinação de tamanho, com 6 cordas positivas (totalizando 9 curvas de luz em 6 sítios), distribuídas homogeneamente ao longo da sombra projetada de Plutão. Neste trabalho, são apresentados os resultados obtidos a partir de ambos os eventos, combinados para maximizar seu retorno científico. Perfis atmosféricos de densidade, pressão e temperatura foram derivados com grande precisão, tanto em forma quanto em posicionamento vertical (dentro de  $\sim 1$  km). Além disso, usando o gradiente térmico de  $dT/dr = 6,8^{+0,2}_{-1,8}$  K/km próximo à superfície, o perfil de temperatura foi extrapolado para estimar um raio de  $1188,4^{+9}_{-4}$  km para Plutão, com pressão e temperatura superficial de  $P_{sup} = 12,0^{+0,4}_{-2,5}$   $\mu$ bar e  $T_{sup} = 37,0^{+0,05}_{-0,4}$  K, respectivamente.

**Palavras-chave:** Plutão; Atmosfera; Perfil de Temperatura; Ocultação Estelar; Curvas de Luz.

# Abstract

Pluto, as well as other objects of the Kuiper belt, is not very subject to the influence of solar radiation, so its surface and, therefore, atmosphere, provides information about the primordial composition of the protoplanetary cloud, being of great importance in the study of formation and evolution of the Solar System. In addition, its atmosphere can help to understand the processes of appearance and maintenance of atmospheres around planetary bodies in general. This because, Its physical proximity to Charon, and the fact that the last one, does not have an atmosphere, suggests that the dwarf planet is just above the mass and critical size required to have and maintain an atmosphere.

As far as ground based observations are concern, the most effective technique to study Pluto's atmosphere, is based on the analysis of the variation during time, in a star's light flux, due to its passage through the atmosphere, as detected by an earthly observer, called light curve. This technique is called stellar occultation and, due to its scientific importance, an intensive work of prediction and observation of these events is made through international collaborations. In this context, two stellar occultations involving Pluto, predicted for July 18, 2012 and May 4, 2013. They were observed at several observatories, including the Very Large Telescope of 8.2 meters (ESO).

The data obtained can be used in two different approaches. The first consists in using atmospheric models to establish a relationship between the atmospheric parameters and the observed light curve, so that, from a good temporal resolution and signal to noise ratio (S/N), vertical temperature, density and pressure profiles are estimated. The second consists in use the occultaion "positive chords" (observed light curves), to do an astrometric fitting of the position of the dwarf planet's shadow, projected over the Earth.

The July18, 2012 event produced the best light curve (obtained at the VLT / ESO),

ever observed for the Pluto system, but with small potential for astrometric fit. While the May 4, 2013 event had small individual photometric potential, but great astrometric potential, with Its 6 positive chords (9 light curves in 6 observatories), evenly distributed along Pluto's projected shadow. In this work, are presented the results obtained from the data of both events, combined to maximize their scientific return, since the time scale evolution of Pluto's atmosphere is much greater than the time interval between the two events. Thus, were obtained density, pressure and temperature profiles for the atmosphere, precise both in form and in vertical position ( $\sim 1$  km). Moreover, by using the near surface thermal gradient of  $dT/dr = 6,8^{+0,2}_{-1,8}$  K/km, the temperature profile was extrapolated to estimate a surface radius of  $1188,4^{+9}_{-4}$  km, with a superficial pressure and temperatural of  $P_{sup} = 12,0^{+0,4}_{-2,5}$   $\mu$ bar and  $T_{sup} = 37,0^{+0,05}_{-0,4}$  K, respectively.

Abstract **Keywords:** Pluto; Atmosphere; Temperature Profile; Stellar Occultation; Light Curves.



# Sumário

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>13</b>
<b>2</b>	<b>Observação e Tratamento de imagens</b>	<b>17</b>
2.1	Previsão . . . . .	17
2.2	Observação . . . . .	19
2.3	Tratamento de Imagens - 18 de Julho de 2012 . . . . .	26
<b>3</b>	<b>Modelagem Teórica</b>	<b>29</b>
3.1	O Modelo de Refração Atmosférica . . . . .	29
3.2	Modelo atmosférico . . . . .	37
3.3	Estrutura atmosférica a partir da observação . . . . .	38
<b>4</b>	<b>Resultados</b>	<b>42</b>
4.1	Estrutura térmica da atmosfera de Plutão . . . . .	42
4.2	Análise de erro - Raio da superfície de Plutão . . . . .	49
<b>5</b>	<b>Discussão e Conclusão</b>	<b>56</b>
5.1	Discussão dos Resultados . . . . .	56
5.2	Conclusão . . . . .	62
<b>A</b>	<b>Calculo do Desvio Total</b>	<b>72</b>
<b>B</b>	<b>French et al. 2015</b>	<b>78</b>
<b>C</b>	<b>Olkin et al. 2015</b>	<b>101</b>

# Lista de Figuras

2.1	Caminho de Plutão . . . . .	18
2.2	Mapa do evento 18/07/2012 . . . . .	19
2.3	Mapa do evento 04/05/2013 . . . . .	20
2.4	Cordas positivas do evento 18/07/2012 . . . . .	21
2.5	Curvas de luz observadas para 18 de Julho de 2012 . . . . .	22
2.6	Cordas positivas do evento 04/05/2013 . . . . .	23
2.7	Curvas de luz observadas para 4 de Maio de 2013 - I . . . . .	25
2.8	Curvas de luz observadas para 4 de Maio de 2013 - II . . . . .	26
2.9	Tratamento de imagem . . . . .	27
2.10	Calibração . . . . .	28
2.11	Ampliação da curva de luz VLT/ESO do evento de 2012 . . . . .	28
3.1	Esquema geométrico de ocultação estelar I . . . . .	30
3.2	Esquema geométrico de ocultação estelar II . . . . .	32
3.3	Esquema geométrico de ocultação estelar III . . . . .	33
3.4	Perfil bidimensional de sombra com atmosfera . . . . .	35
3.5	Exemplo de sombra projetada . . . . .	39
4.1	Perfil sintético de temperatura . . . . .	45
4.2	Ajuste de posição vertical do perfil . . . . .	47
4.3	Correção em $\Delta l$ . . . . .	48
4.4	Correção em $\Delta \rho$ . . . . .	49
4.5	Perfil observado de temperatura . . . . .	50
4.6	Erro do perfil de temperatura . . . . .	51

4.7	Curva de condensação $N_2$ . . . . .	52
4.8	Curva observada e curva sintética - I . . . . .	54
4.9	Curva observada e curva sintética - II . . . . .	55
5.1	Perfis de temperatura T15 e T11 . . . . .	59
5.2	Perfis de razão de mistura do HCN . . . . .	60
5.3	Figura do artigo . . . . .	61
5.4	Taxas de resfriamento para o perfil térmico T11 . . . . .	62
5.5	Taxas de resfriamento para o perfil térmico T15 . . . . .	63
A.1	Esquema de ocultação estelar com atmosfera I . . . . .	74
A.2	Ampliação de esquema geométrico . . . . .	75
A.3	Esquema de ocultação estelar com atmosfera II . . . . .	76

# Lista de Tabelas

2.1	Detalhes observacionais 18/07/2012 . . . . .	21
2.2	Detalhes observacionais 04/05/2013 . . . . .	24
4.1	Detalhes do perfil de Temperatura . . . . .	51
4.2	Resultados finais . . . . .	53

# Capítulo 1

## Introdução

Na busca pela compreensão dos processos envolvidos na formação e evolução do Sistema Solar, diversos modelos são construídos e aprimorados, para estudar a evolução química e dinâmica do mesmo. Estes modelos podem ser analíticos e/ou numéricos, e sua complexidade é limitada apenas pela quantidade e qualidade das informações disponíveis acerca dos corpos celestes que compõem o Sistema.

Neste contexto, os objetos do cinturão de Kuiper, chamados de Objetos Transnetunianos (TNOs), se destacam, uma vez que sua distribuição de tamanho, densidade, forma e configuração orbital oferecem informações sobre a evolução dinâmica do Sistema Solar e eventuais perturbações causadas pelo processo de migração planetária. Além disso, como estes objetos estendem-se para bem além da órbita de Netuno, os mesmos foram sujeitos a pouca influência da radiação solar, logo, sua composição e eventuais processos de diferenciação química aos quais foram submetidos podem dizer algo sobre a composição primordial da nuvem protoplanetária tornando-os verdadeiros fósseis do Sistema Solar. Dentre estes objetos, Plutão se destaca como sendo um dos mais interessantes. O planeta anão, descoberto em 1930 (Hoyt 1976), é o maior TNO conhecido, até o momento, com o maior número de satélites naturais descobertos (cinco) e possui atmosfera suficientemente densa, comparado aos demais. Estudando essa atmosfera, obtém-se diversas informações sobre a física da superfície de Plutão, uma vez que a mesma tem grande influência regulando a absorção e subsequente reflexão da energia solar, além de fazer a mediação entre a superfície planetária e o espaço, limitando a taxa com que o gelo da superfície é perdido através de sublimação. Além disso, informações acerca da estrutura atmosférica, são necessárias para uma correta e precisa interpretação de dados observacionais como espectros e curvas de luz de eventos mútuos entre Plutão e seu satélite principal, Caronte.

Finalmente, estudando a atmosfera de Plutão, obtém-se informações sobre processos de surgimento e permanência de atmosferas em torno de corpos planetários de uma forma geral. Isso porque, analisando o sistema Plutão-Caronte, nota-se que Caronte tem aproxi-

madamente a metade do tamanho de Plutão, cerca de 12% da sua massa, mas não possui atmosfera. Portanto, Plutão está pouco acima da massa e tamanho críticos necessários para se ter e manter uma atmosfera, nas suas condições locais. Logo, o estudo de sua atmosfera permite aprimorar modelos teóricos da estabilidade de atmosferas planetárias.

A atmosfera de Plutão tem sido estudada desde sua primeira detecção a partir de observações diretas (por exemplo, Clarke *et al.* (1992), Lellouch *et al.* (2011a) e Owen *et al.* (1993)), indiretas, a partir da análise da variação, no tempo, do fluxo de luz de uma estrela ao atravessá-la, detectada por um observador na Terra, chamada curva de luz (por exemplo, Elliot & Young (1992) e Sicardy *et al.* (2003)). Essa técnica, conhecida como ocultação estelar, foi inclusive responsável por suas primeiras detecções (Brosch (1995), Elliot *et al.* (1989) e Hubbard *et al.* (1988)). A partir de observações espectroscópicas no infra-vermelho Owen *et al.* (1993) detectaram a presença de nitrogênio, metano e monóxido de carbono na atmosfera, sendo o nitrogênio o mais abundante. Este resultado foi confirmado posteriormente, onde Lellouch *et al.* (2009) e Lellouch *et al.* (2011a) mediram, a partir de observações espectroscópicas de alta resolução, uma taxa de abundância molecular de  $\sim 0,5 \pm 1\%$  para o metano e  $\sim 0,5^{+0,1}_{-0,025} \%$  para o CO na atmosfera do planeta anão. Combinando dados de observações diretas com curvas de luz de ocultações estelares é possível alimentar modelos atmosféricos para estimar perfis verticais de temperatura, densidade e pressão (Lellouch *et al.* 2009), bem como eventuais efeitos de turbulência como ondas convectivas de gravidade (Hubbard *et al.* 2009). No que tange observações de solo, as ocultações estelares representam a técnica capaz de obter os melhores níveis de precisão, permitindo uma sondagem da estrutura atmosférica até os níveis do nbar (Sicardy *et al.* (2011) e Olkin *et al.* (2014)).

Os dados observacionais, de uma ocultação estelar, podem ser usados em duas abordagens distintas. A primeira consiste em usar modelos atmosféricos para estabelecer uma relação entre características da atmosfera e o desvio sofrido pelos raios de luz, que se reflete na curva de luz observada. Assim, a partir de curvas de luz com boa resolução temporal e razão do sinal sobre o ruído (S/R), estima-se a estrutura atmosférica através destes modelos. Já a segunda implica em usar um conjunto de curvas observadas em diferentes sítios, para um mesmo evento, chamadas de “cordas positivas” da ocultação, para fazer um ajuste astrométrico da posição da sombra projetada do corpo ocultante sobre a Terra e, com isso, estimar uma correção na efeméride do objeto e, indiretamente, melhorar qualquer análise que venha a ser feita com a primeira técnica. Por isso, além de uma boa curva de luz é importante observar o mesmo evento de diferentes pontos na Terra.

Devido à importância científica desta técnica, um intenso trabalho de previsão e observação de eventos de ocultação é feito através de colaborações internacionais. Neste contexto, se inserem duas ocultações estelares envolvendo Plutão previstas para 18 de Julho de 2012 e 04 de Maio de 2013. Estes eventos, além de envolverem estrelas bri-

lhantes, o que aumenta a possibilidade de se obter melhores dados, seriam visíveis em uma região onde situam-se diversos observatórios profissionais, entre eles, o *Very Large Telescope* (VLT) de 8.2 m do *European Southern Observatory* (ESO). Assim, uma grande mobilização internacional foi organizada e ambos os eventos foram observados com sucesso no VLT/ESO além de outros observatórios. Para o evento de 18 de Julho de 2012, foram obtidas 5 curvas de luz em observatórios diferentes totalizando 5 cordas positivas onde, a observada no VLT/ESO foi a melhor curva de luz, em razão S/R e resolução temporal, já observada para um evento envolvendo o sistema de Plutão. Combinando esta curva com dados anteriores, French *et al.* (2015) fizeram um estudo sobre variações sazonais das ondas atmosféricas forçadas pela insolação de Plutão, através da modelagem de parâmetros atmosféricos como ondas de gravidade, cujos efeitos são observados na curva de luz através de pequenas variações bruscas de fluxo chamadas “*spikes*”. Já para o evento de 04 de Maio de 2013, 9 curvas de luz foram observadas em 6 sítios diferentes (3 sítios tinham 2 instrumentos cada) totalizando 6 cordas positivas. A curva do VLT/ESO para este evento, embora com menor razão S/R do que a curva de 2012, ainda apresentou grande qualidade fotométrica e, em conjunto com observações desde 1988 e um modelo de balanço de energia entre atmosfera e superfície, Olkin *et al.* (2015) verificaram que a atmosfera de Plutão, diferente do que alguns modelos evolutivos sugeriam, tem poucas chances de colapsar ao longo de sua órbita.

Embora a curva obtida no VLT/ESO para o evento observado em 4 de Maio de 2013, exibisse menor qualidade fotométrica que a obtida no VLT para o evento de 2012, o conjunto total de dados para este evento apresentava maior potencial para ajuste astrométrico. Isso porque o mesmo possuía um número maior de cordas positivas, distribuídas homogeneamente sobre a sombra projetada de Plutão e com maior qualidade fotométrica, de modo geral, em relação às demais cordas de 2012. Deste modo, o ideal seria combinar os dados de ambos eventos para maximizar a qualidade dos dados obtidos acerca da estrutura atmosférica de Plutão. E é isso que foi feito neste trabalho onde, uma vez que a escala de tempo de evolução da atmosfera de Plutão (Hansen & Paige (1996), Hansen *et al.* (2015) e Olkin *et al.* (2015)) é muito maior que intervalo de tempo entre esses dois eventos, a estrutura atmosférica para ambos pode ser considerada a mesma e, portanto, os dados de ambos foram combinados em um processo iterativo para se obter perfis de densidade, pressão e temperatura da atmosfera de Plutão precisos tanto em forma quanto em posicionamento vertical ( $\sim 1$  km). Além disso, a partir do gradiente térmico de  $dT/dr = 6,8^{+0,2}_{-1,8}$  K/km próximo à superfície, o perfil de temperatura foi extrapolado para estimar o raio de superfície de  $1188,4^{+9}_{-4}$  km. Este trabalho se insere no contexto da chegada iminente da sonda *New Horizons*, prevista para Julho de 2015, que irá revitalizar todo o debate acerca da estrutura atmosférica do planeta anão respondendo muitas questões e produzindo novas outras.

No capítulo 2 é descrito o procedimento de previsão, observação e tratamento das

imagens dos eventos tratados neste trabalho, bem como os dados observacionais de cada evento. No capítulo 3 há uma descrição do modelo geral de ocultações estelares envolvendo objetos com atmosfera, além das considerações de modelagem usadas para este trabalho e o procedimento de redução a partir desta modelagem.

O capítulo 4 traz os resultados obtidos acompanhados de uma descrição detalhada do processo iterativo de redução usado, bem como uma análise de erro e intervalo de confiabilidade para o perfil de temperatura e as grandezas obtidas a partir dele. Por fim o capítulo 5 possui uma discussão dos resultados obtidos para o perfil de temperatura no contexto da estrutura físico-química da atmosfera de Plutão e as conclusões do trabalho.

O autor participou diretamente da redução fotométrica e obtenção dos resultados, além da análise de erro e suas conclusões e, em função da participação na redução fotométrica das curvas usadas em French *et al.* (2015) e Olkin *et al.* (2015), é co-autor em ambos os trabalhos (Apêndices B e C).



# Capítulo 2

## Observação e Tratamento de imagens

Devido a importância das ocultações estelares no estudo da estrutura e evolução da atmosfera de Plutão, são organizadas campanhas internacionais de colaboração para observar estes eventos. Para melhor aproveitamento e distribuição de recursos científicos nestas campanhas, um árduo trabalho de previsão deve ser feito. Neste capítulo será descrito o procedimento de previsão e observação dos eventos deste trabalho, bem como o tratamento feito nas imagens para proporcionar melhor aproveitamento dos dados na redução.

### 2.1 Previsão

A previsão de ocultações estelares é feita comparando-se as coordenadas de estrelas de catálogo com as efemérides dos objetos de interesse em um determinado período. Nesta comparação, caso a distância angular entre o objeto ocultante e uma estrela seja menor que um valor limite, o evento é selecionado como uma possível ocultação. Este valor limite é chamado de raio de busca e deve levar em conta o tamanho angular da Terra vista do objeto ocultante e do próprio objeto. Para a distância de Plutão (30 UA) tem-se abertura angular de 0,293" (segundos de grau) para a Terra e 0,105" de Plutão. Para mais detalhes ver Braga-Ribas (2013).

Uma vez que a posição das estrelas é obtida de catálogos astrométricos, os principais problemas enfrentados na previsão de ocultações são catálogos pouco densos que, somados a pequenos raios de busca, geram poucas ou quase nenhuma previsão, e catálogos mais densos, mas com menor precisão astrométrica, que levam a muitas falsas previsões. Por isso trabalhos feitos no intuito de prever e refinar astrometricamente previsões de ocultações são de extrema importância. Assafin *et al.* (2010), a partir de observações astrométricas do caminho a ser percorrido no céu, por Plutão, entre os anos de 2008 a 2015, realizadas no telescópio 2.2m do ESO (Fig. 2.1), prepararam um catálogo de previsões de ocultação envolvendo o sistema de Plutão até 2015. A partir destas previsões foram selecionados eventos de interesse para os quais colaboradores eram mobilizados de acordo

com as condições de cada evento. Neste contexto temos os dois eventos deste trabalho, um de 18 de Julho de 2012 e outro dia 04 de Maio de 2013, que se mostraram promissores devido a magnitude das estrelas envolvidas e presença de diversos observatórios e colaboradores no caminho da sombra (Figs. 2.2 e 2.3).

As previsões dos eventos foram disponibilizadas publicamente na internet<sup>1</sup>, permitindo que diversos grupos ao redor do mundo preparassem observações específicas.

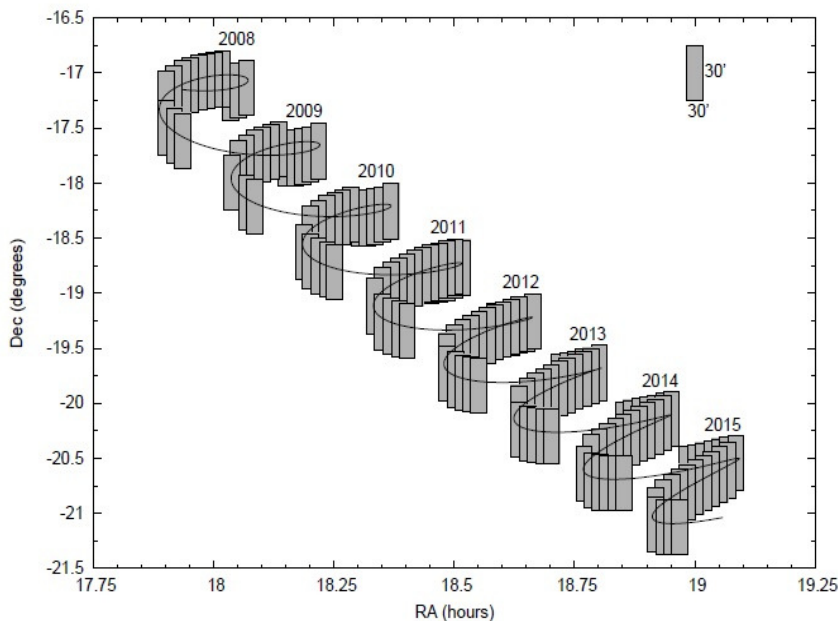


Figura 2.1: Diagrama indicando o caminho percorrido no céu por Plutão, no período de 2008 a 2015, coberto pela observação no CCD em mosaico da câmera WFI/ESO. Cada retângulo cinza corresponde a uma área de 30'x30' coberta por um único mosaico da câmera WFI (Assafin *et al.* 2010).

A magnitude  $M$  das estrelas para as previsões nessas listas foram normalizadas para a velocidade típica dos TNO's ( $v = 20 \text{ km/s}$ ) de modo a destacar os eventos mais lentos, ou seja, que permitem maior tempo de integração nas observações (Braga-Ribas 2013). Assim a magnitude  $M^*$  normalizada será dada por:

$$M^* = M + 2,5 \log_{10} \left( \frac{v}{20 \text{ km/s}} \right) \quad (2.1)$$

Para refinar as previsões, observações astrométricas das estrelas candidatas a serem ocultadas são feitas próximo da data do evento.

A partir das previsões descritas acima, observatórios e colaboradores foram mobilizados, incluindo a solicitação de tempo para o Very Large Telescope (VLT) de 8,2 metros do ESO, através de uma proposta de "*target of opportunity*" contemplada para ambos os

<sup>1</sup><http://www.lesia.obspm.fr/perso/bruno-sicardy/>

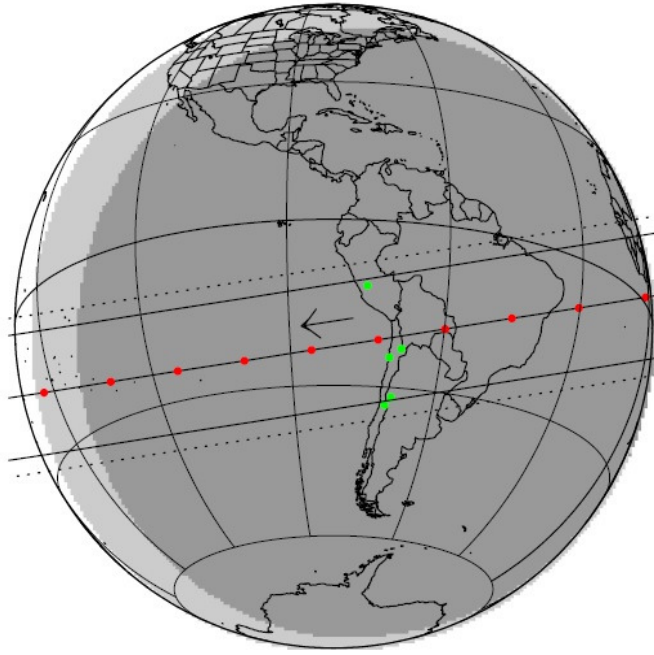


Figura 2.2: Mapa reconstruído (isto é, pós-evento) do evento de Plutão 18 de Julho de 2012. As linhas horizontais contínuas indicam os limites superior e inferior da sombra (tamanho do corpo sólido) ao passar pela Terra com as linhas tracejadas representando os limites de detecção da atmosfera. Cada ponto vermelho representa a posição do centro da sombra, minuto a minuto, de 04h 09m a 04h 18m UT no sentido da seta. Os pontos verdes indicam a localização dos sítios de observação usados para este trabalho. Este evento envolveu uma estrela de magnitude  $R^* = 14,9$  e coordenadas J200  $\alpha: 18^h 32^m 14^s,6720$  e  $\delta:-19^\circ 24' 19'',295$ , onde  $R^*$  é a magnitude em R normalizada para a velocidade de 20 km/s (Eq. 2.1).

eventos.

## 2.2 Observação

Para corpos com atmosfera, como é o caso de Plutão, três fatores observacionais são relevantes para maximizar o retorno científico dos dados. O primeiro é a precisão na obtenção do tempo, uma vez que é necessário determinar o posicionamento das cordas positivas dentro da sombra, para cada instante, o que faz necessário uso de GPS ou de uma rede de internet para sincronização. Os demais são a resolução temporal e a razão do sinal sobre o ruído, uma vez que a forma da curva de luz é determinada por estes fatores e a mesma traz consigo valiosas informações sobre parâmetros atmosféricos. Como são eventos de curta duração (poucos minutos), para se ter uma boa resolução temporal são necessários detectores de aquisição rápida, com ciclos de curta duração e muito pouco, ou nenhum, tempo morto. O tamanho do telescópio bem como a sensibilidade dos detectores e uso de filtros, dependem diretamente da magnitude da estrela a ser ocultada e determinam o regime de precisão dos parâmetros atmosféricos obtidos. Nota-se que a re-

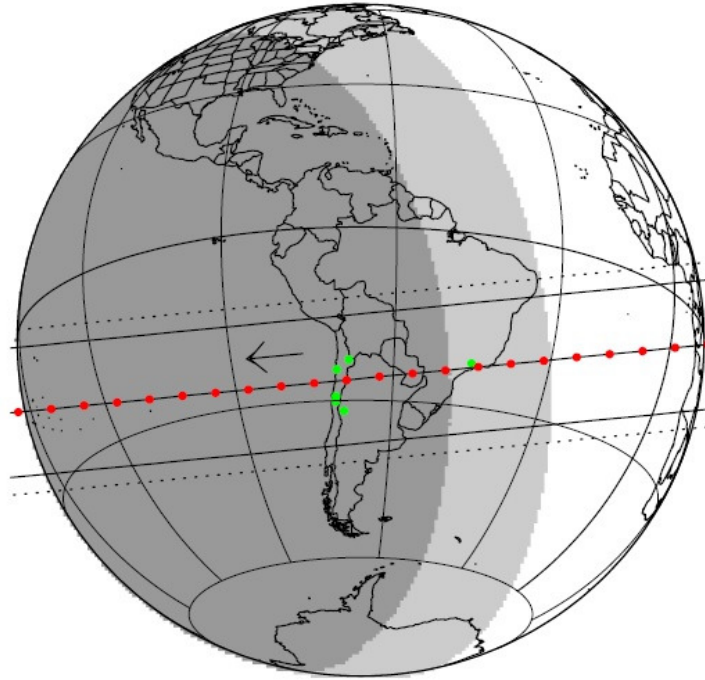


Figura 2.3: Mapa reconstruído do evento de 4 de Maio de 2013 com as mesmas características do anterior. Os pontos vermelhos representam os instantes (minuto a minuto) de 8h 12m a 8h 33m UT do evento que envolveu uma estrela de magnitude  $R^* = 14,1$  e coordenadas J2000  $\alpha: 18^h 47^m 52^s,5322$  e  $\delta:-19^\circ 41' 24'',374$ .

solução temporal está diretamente ligada a resolução espacial uma vez que, por exemplo, uma precisão de 1 segundo para um evento com velocidade de 20 km/s implica em uma resolução espacial de 20 km.

Como será explicitado no próximo capítulo, em eventos envolvendo corpos com atmosfera, é de suma importância determinar o fluxo de luz residual da estrela que é desviado para dentro da sombra pela refração da atmosfera do planeta anão. Considerando que Plutão é um objeto brilhante, mesmo sem os efeitos desta refração, o observador jamais teria total ausência de luz dentro do disco de sombra (sinal nulo). Assim é preciso determinar quanto do fluxo de luz dentro da sombra é luz da estrela desviada pela atmosfera, e quanto é contribuição de Plutão e seu sistema de satélites. Uma forma de fazer isso é, sempre que possível, tomar imagens antes e depois do evento, com o objeto e a estrela ocultada bem separados, para determinar seu fluxo fotométrico.

O evento de 18 de Julho de 2012 foi observado com sucesso em 5 sítios, incluindo o VLT/ESO em Paranal, Chile. As informações de cada observatório, instrumentos usados, características observacionais e observadores presentes estão na Tabela 2.1.

Usando as coordenadas sobre a orientação de Plutão e de sua sombra na Terra, com as coordenadas de cada observatório, é possível posicionar as cordas positivas dentro da projeção de Plutão no céu (Fig. 2.4). Isso permite uma visualização da orientação e distribuição das cordas, dando uma ideia acerca da região amostrada por cada corda.

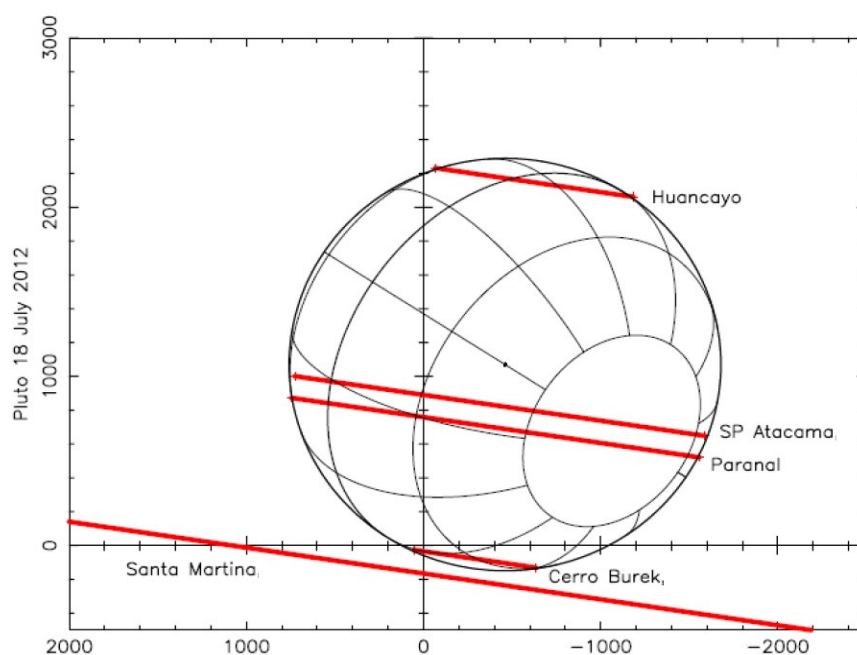


Figura 2.4: Cordas positivas posicionadas na projeção de Plutão, orientado de acordo com dados de suas efemérides para o evento de 18 de Julho de 2012. O observatório onde foi obtida cada corda está indicado na figura junto a mesma.

Tabela 2.1 - **Informações observacionais - 18 de Julho de 2012**

Sítio	Lat. (°:m:s) Lon. (°:m:s) alt (m)	Telescópio Instrumento/filtro	Tempo de exp./ciclo(s)	Observadores
Santa Martina	33:16:09.0 S 70:32:04,0 W 1,450	0,4 m CCD/clear	1,0/1,0	R. Leiva Espinoza
Cerro Burek	31:47:12,4 S 69:18:24.5 W 2,591	ASH 0,6 m CCD/clear	13,0/15,7	N. Morales
Paranal	24:37:31,0 S 70:24:08,0 W 2,635	VLT Yepun 8,2 m NACO/H	0,2/0,2	J. Girard
Sao Pedro de Atacama	22:57:12,3 S 68:10:47.6 W 2,397	ASH2 0,4 m CCD/clear	13,0/15,44	N. Morales
Huancayo	12:02:32,2 S 75:19:14,7 W 3,344	0.2 m CCD/clear	10.24/10.24 <sup>1</sup> 5.12/5.12 <sup>1</sup>	E. Meza

Nota. <sup>1</sup>Tempo de exposição foi mudado as 04:11:46 UT

Tabela 2.1: Tabela contendo o nome de cada sítio acompanhada de suas coordenadas topocêntricas, diâmetro do telescópio, tipo de instrumento e filtro utilizados, tempo de exposição e ciclo de detecção, e observadores presentes.

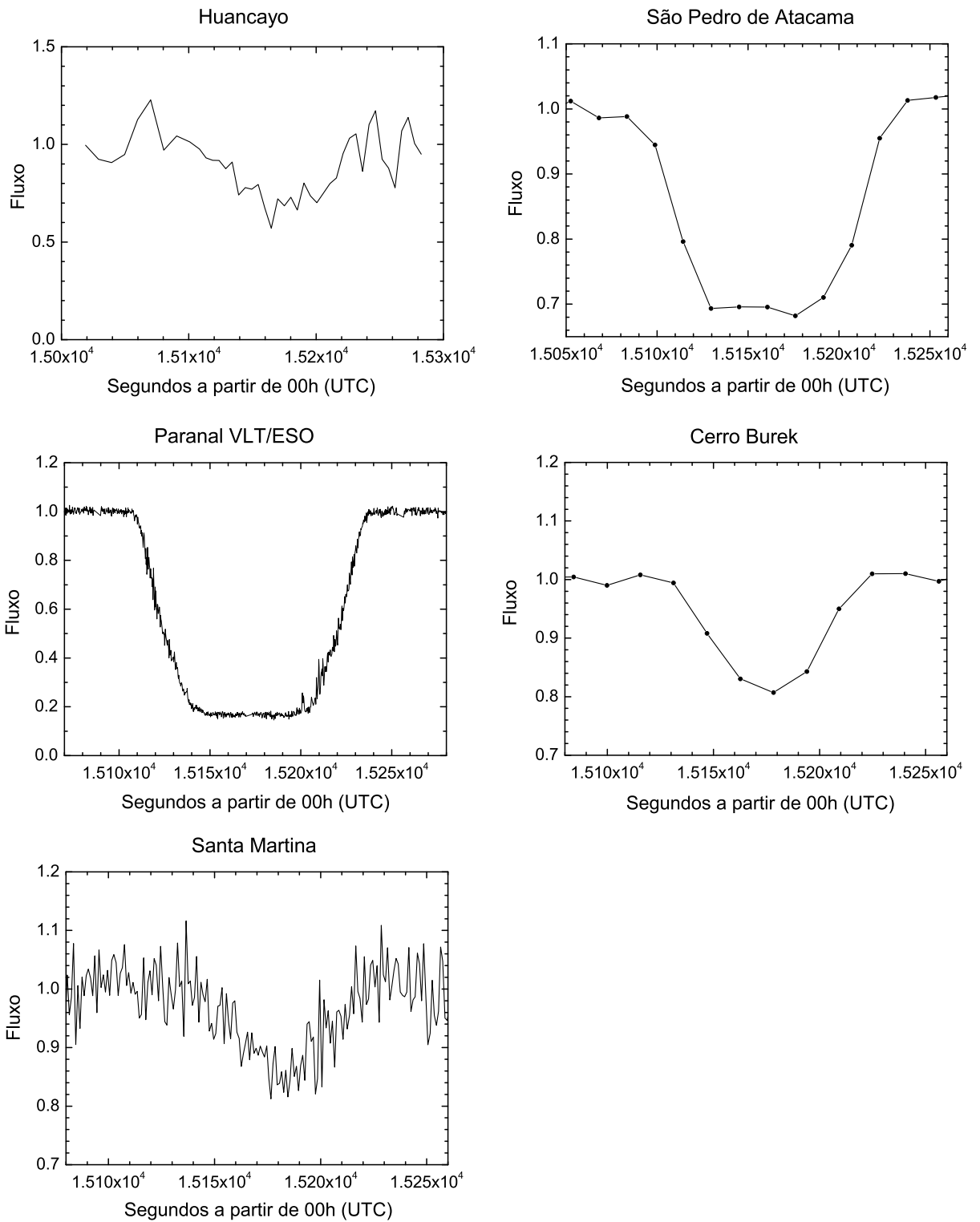


Figura 2.5: Curvas de luz observadas no evento de 18 de Julho de 2012. O fluxo de todas foi normalizado para 1 fora do evento, e a escala de tempo está em segundos com origem as 00h UT.

Dada a distância de Plutão (31 UA), temos que sua orientação é a mesma tanto para um observador na Terra como no Sol (ou seja, qualquer ângulo de fase é desprezível), logo vemos o planeta anão do mesmo modo que uma lua cheia, completamente iluminado. Assim, temos que o hemisfério representado na Figura 2.4 encontra-se no verão. A Figura 2.5 exibe as 5 curvas de luz obtidas no evento.

No capítulo 3 será descrito como as cordas positivas podem ser usadas em um processo interativo para corrigir o posicionamento da sombra fornecido pelas efemérides e como, neste caso, cordas distribuídas mais próximas da região central da sombra são mais eficazes para tal.

Já para o evento de 4 de Maio de 2013 foram obtidas 9 curvas de luz em 6 observatórios (6 cordas positivas), incluindo também uma do VLT/ESO. Assim como anteriormente, a Tabela 2.2 traz as informações detalhadas de cada sítio, instrumento, telescópio e observador presente. Novamente é possível combinar as informações de efeméride com as coordenadas de cada observatório, para posicionar as cordas positivas na projeção de Plutão (Fig. 2.6). Vale notar que neste evento as cordas são distribuídas de forma mais homogênea ao longo da sombra projetada, mais próximas da região central e, em geral, as curvas de luz destas cordas apresentam melhor razão S/R. Isso permite um melhor ajuste astrométrico dos dados como veremos nos capítulos 3 e 4. As Figuras 2.7 e 2.8 exibem as 9 curvas de luz obtidas no evento.

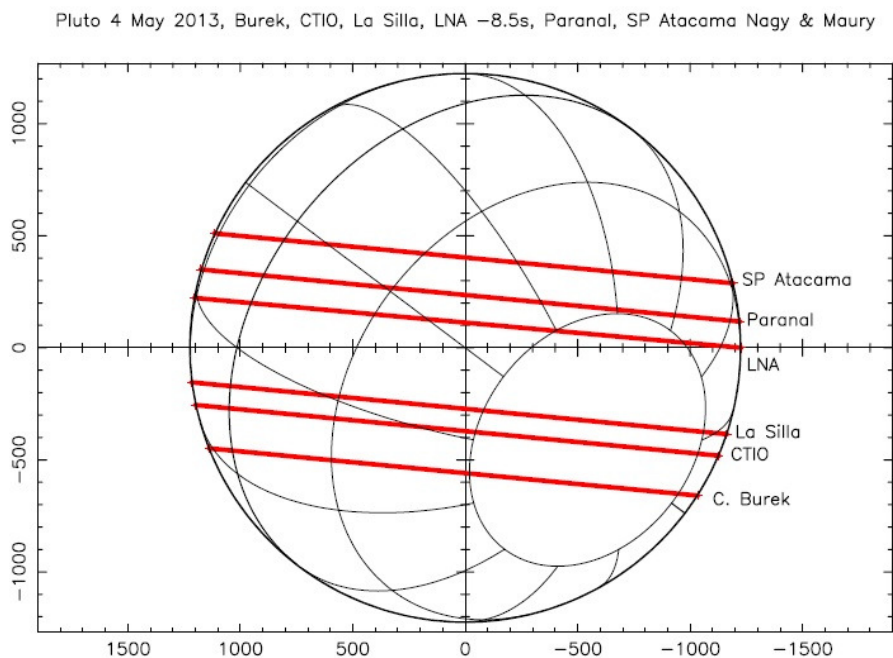


Figura 2.6: Cordas positivas posicionadas na projeção de Plutão, orientado de acordo com dados de suas efemérides para o evento de 4 de Maio de 2013. O observatório responsável por cada corda está indicado na figura junto a mesma. A figura representa um raio hipotético de Plutão de 1215 km, mas sua atmosfera se estende além desse ponto, causando assim a queda de fluxo estelar observada em Santa Martina.

Tabela 2.2 - Informações observacionais - 4 de Maio de 2013

Sítio	Lat. (°:m:s) Lon. (°:m:s) alt metros	Telescópio Instrumento/filtro	Tempo de exp. (s)/ Ciclo (s)	Observadores
Cerro Burek	31:47:12,4 S 69:18:24,5 W 2,591 m	ASH 0,6m CCD/clear	6/8	J.L. Ortiz
Cerro Tololo	30:10:03,4 S 70:48:19,0 W 2,207	PROMPT 0,4m P1, P3, P4, P5 CCD/clear	5/8 P3 offset 2 sec P4 offset 4 sec P5 offset 6 sec	J. Pollock
Cerro Tololo	30:10:02,6 S 70:48:17,2 W 2,201	LCOGT 1m dome A/CCD/clear	2/4,14	F. Bianco
Cerro Tololo	30:10:02,4 S 70:48:16,8 W	LCOGT 1m dome B/CCD/clear	3/6,59	
Cerro Tololo	30:10:02,8 S 70:48:16,9 W	LCOGT 1m dome C/CCD/clear	5/8,79	
La Silla	29:15:21,276 S 70:44:20,184 W 2,336	Danish 1,54m Lucky Imager/Z <sup>1</sup>	0,1/0,1	L. Mancini
La Silla	29:15:16,59 S 70:44:21,82 W 2315	TRAPPIST 0,6m CCD/clear	4,5/6	E. Jehin
Pico dos Dias	22:32:07,8 S 45:34:57,7 W 1,811	B&C 0,6m CCD/I	5/5,40	M. Assafin, E. Nogueira, A. Ramos Gomes Jr
Cerro Paranal	24:37:31,0 S 70:24:08,0 W 2,635	UT4 Yepun 8,2m NACO/H	0,2/0,2	G. Hau
San Pedro de Atacama	22:57:12,3 S 68:10:47,6 W 2,397	Caisey 0,5m f/8 CCD/V	3/4,58	A. Maury
San Pedro de Atacama	22:57:12,3 S 68:10:47,6 W	Caisey 0,5m f/6,8 CCD/B	4/4,905	L. Nagy

Nota. <sup>1</sup>Z:  $\lambda > 650\text{nm}$ , resposta do CCD/iXon

Tabela 2.2: Tabela contendo o nome de cada sítio astronômico acompanhada de suas coordenadas geográficas, diâmetro do telescópio, tipo de instrumento e filtro utilizados, tempo de exposição e ciclo de detecção, e observadores presentes.



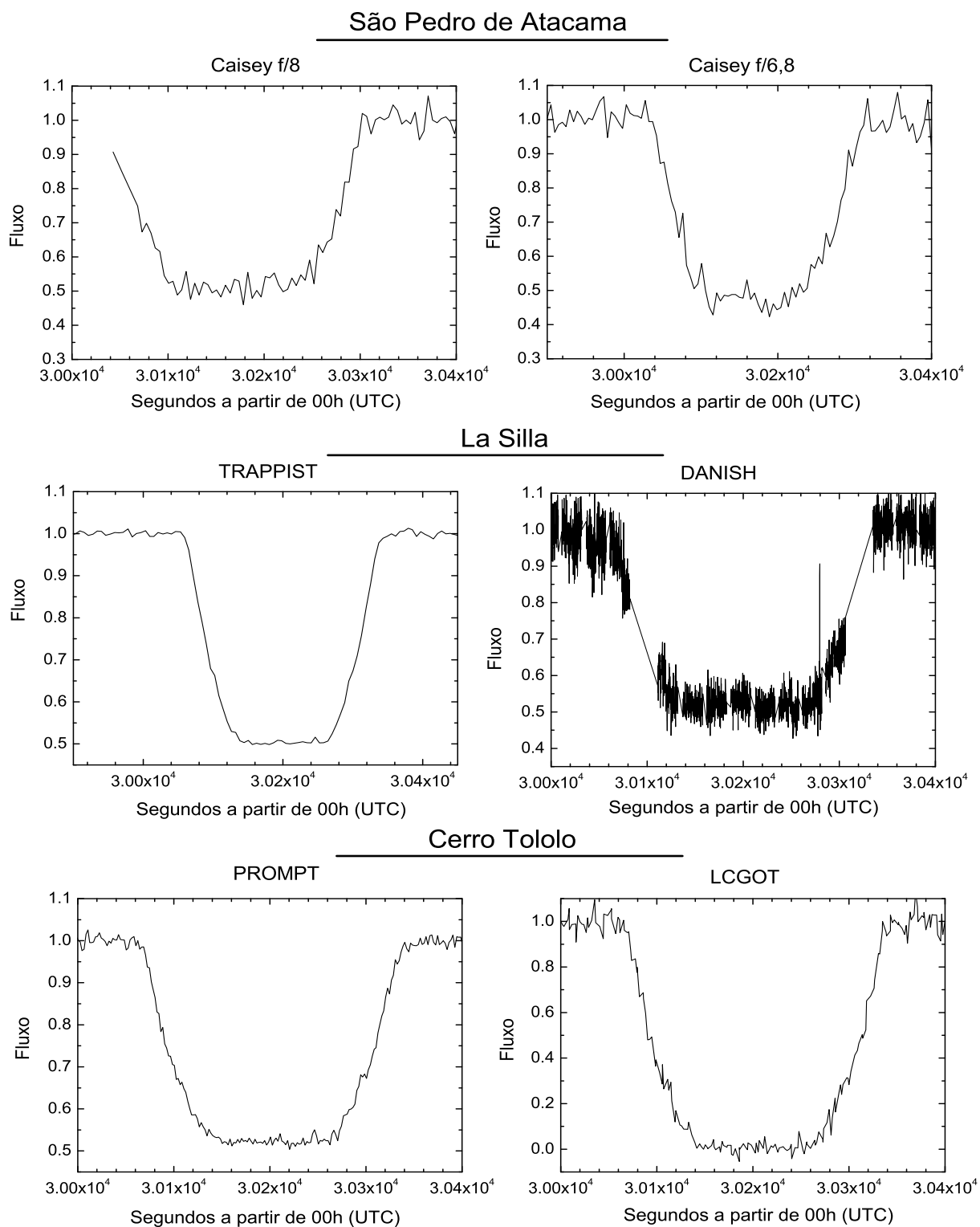


Figura 2.7: Curvas de luz observadas no evento de 4 de maio de 2013, para os 3 observatórios onde ocorreram duas detecções. No topo de cada par vem o nome do sítio seguido da indicação referente ao detector/instrumento. O fluxo de todas foi normalizado para 1 fora do evento, e a escala de tempo está em segundos com origem às 00h UT.

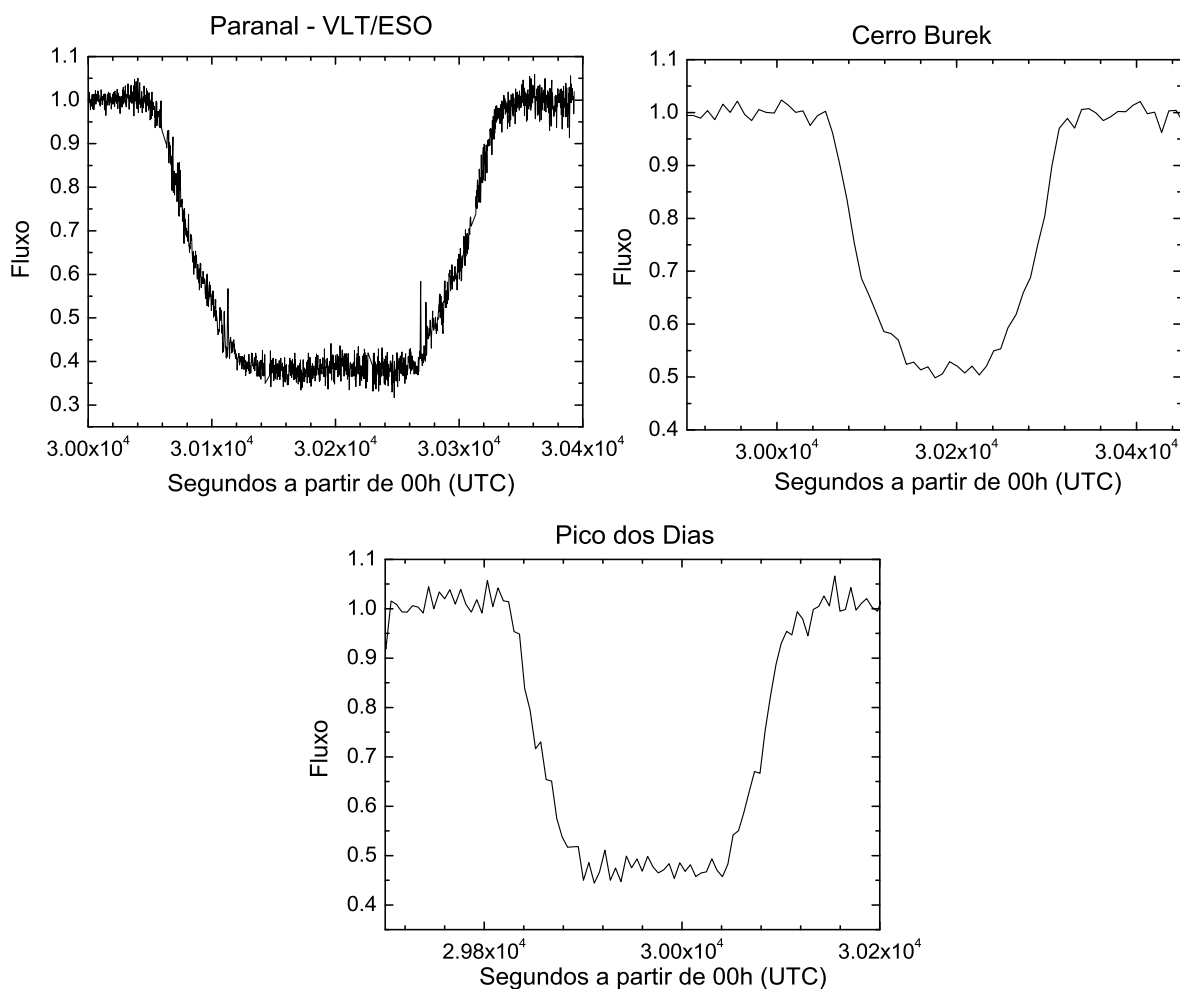


Figura 2.8: Curvas de luz observadas no evento de 4 de maio de 2013, para os observatórios com apenas uma detecção cada. O fluxo de todas foi normalizado para 1 fora do evento, e a escala de tempo está em segundos com origem às 00h UT.

## 2.3 Tratamento de Imagens - 18 de Julho de 2012

As imagens observadas em todos os eventos foram calibradas com imagens de *bias* e *flat field* fornecidos pelos respectivos observatórios. Porém, as imagens obtidas no VLT/ESO para o evento de 2012 mostravam a possibilidade de um aumento promissor de qualidade na curva de luz, a partir de um tratamento digital das imagens. Isso porque elas exibiam um pequeno ruído eletrônico na forma de franjas horizontais distribuídas quase que homogêneas por todo o campo (Fig. 2.9(a)). Para eliminar este efeito, foi feito o procedimento descrito a seguir. Uma mediana das imagens foi tomada para gerar uma figura master *sky\_median* de 512×x514 pixels (Fig. 2.9(b)) contendo a contribuição do céu e as franjas horizontais. Nesta figura foi tomada a região entre as colunas de 1

a 70 pixels, onde as franjas horizontais estão livres da contaminação das estrelas, para produzir uma segunda imagem master *average\_noise*, também de 512×514 pixels (Fig. 2.9(c)). Por fim a imagem original foi subtraída de ambas as masters gerando a imagem final tratada (Fig. 2.9(d)).

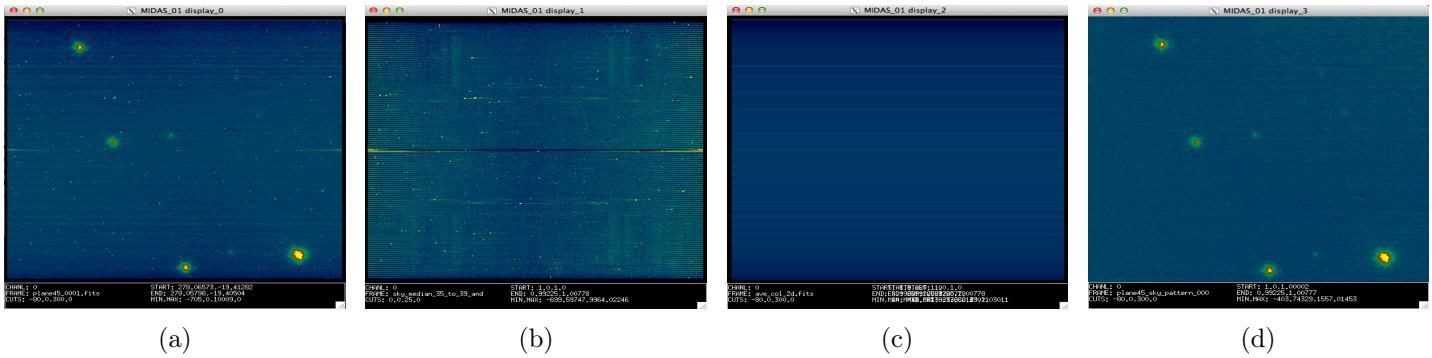


Figura 2.9: Tratamento das imagens feitas durante o evento de 18 de Julho de 2012: Subtração dos efeitos de ruído eletrônico. a) Imagem original observada; b) Mediana das imagens obtidas antes e depois do evento (*sky\_median*); c) Perfil de franjas de ruído construído a partir da região entre as colunas de 1 a 70 pixels na imagem mediana (*average\_noise*); d) Imagem final tratada = Imagem original - *sky\_median* - *average\_noise* .

Feito isso, as imagens estavam prontas para fotometria diferencial que irá produzir a curva de luz e dados para calibração da inversão. Como foi mencionado anteriormente, é de grande importância determinar a contribuição do sistema de Plutão para o fluxo de luz dentro da sombra. Para isso, foram usadas imagens tomadas antes do evento com Plutão e seus satélites separados da estrela. Infelizmente, a separação entre a estrela e Plutão não foi suficiente para isolar fotometricamente o planeta anão e seu principal satélite (Fig. 2.10(a)). A solução encontrada foi fazer um tratamento de coronografia digital, que consiste em obter um perfil circular sintético para a contribuição luminosa da estrela, e subtraí-lo da imagem original (Fig. 2.10(b)). Para detalhes ver Assafin *et al.* (2009).

Usando como referência a mesma estrela usada como calibradora para a fotometria diferencial do evento, e uma janela de abertura retangular, para medir fluxo de Plutão + Caronte, evitando ao máximo qualquer resíduo da estrela que ainda persistisse na imagem coronografada, foi obtido um fluxo normalizado de  $0,1548 \pm 0,0090$  para o sistema Plutão + Caronte. Subtraindo esta contribuição do fluxo total observado (estrela + Plutão + Caronte), tem-se que o fluxo residual da estrela fica próximo de 1,9% do seu valor não ocultado na parte mais profunda (central) do evento (Fig. 2.11).

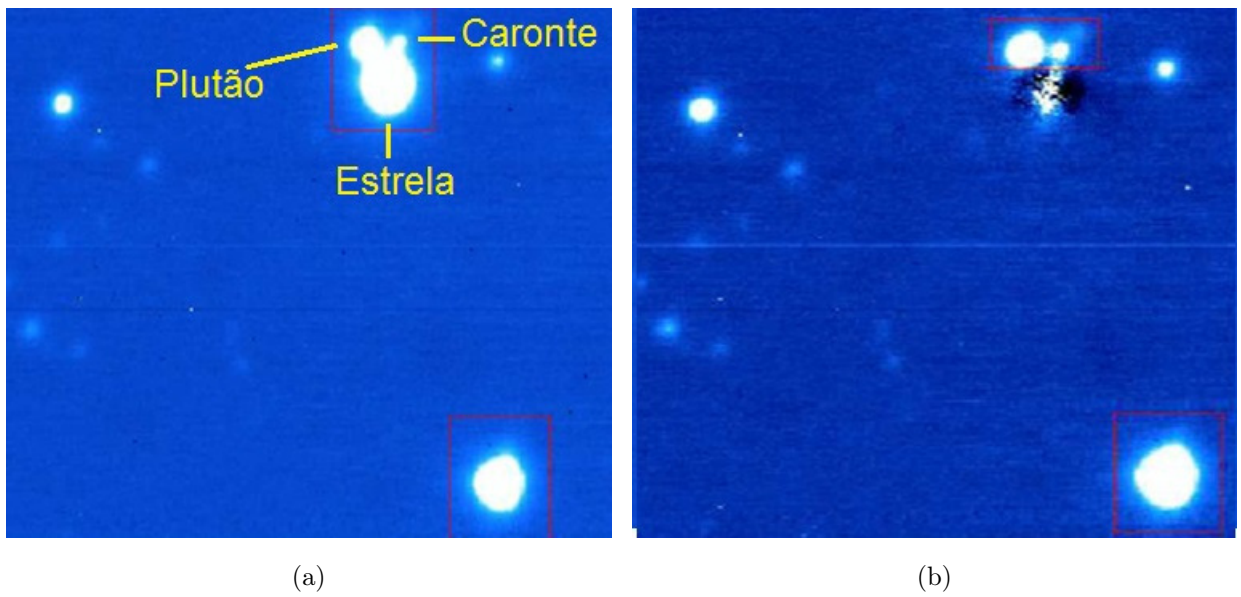


Figura 2.10: Calibração fotométrica das imagens de 18 de Julho de 2012: Medida da contribuição de Plutão e Caronte. a) Imagem obtida antes do evento com pequena separação entre Plutão+Carone e a estrela; b) Imagem após o tratamento de coronografia digital, que removeu boa parte da contribuição da luz espalhada da estrela.

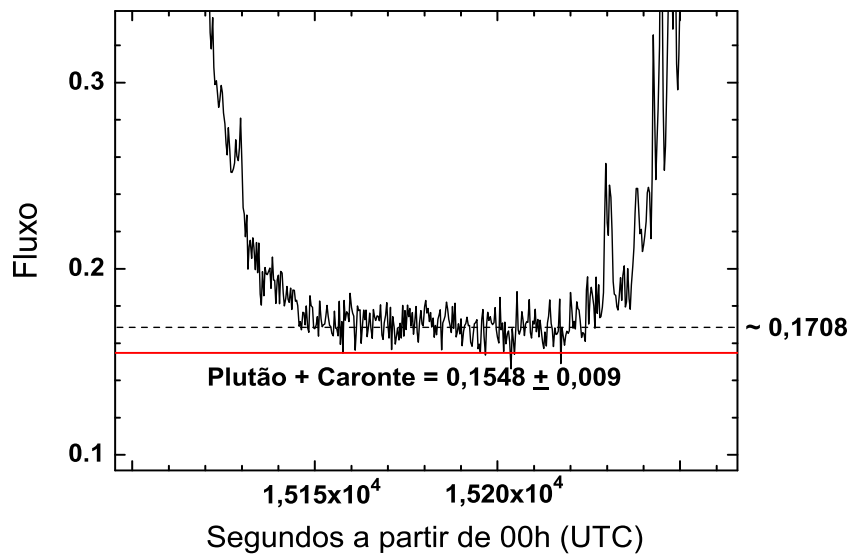


Figura 2.11: Ampliação da região central da curva de luz do VLT/ESO para o evento de 18 de Julho de 2012, exibindo o fluxo no centro do evento de  $\sim 0,1708$  que, subtraíndo o fluxo de Plutão + Caronte, implica em um fluxo residual estelar de  $\sim 0,016$  que equivale a  $\sim 1,9\%$  do fluxo total não ocultado da estrela ( $0,8452$ ).

# Capítulo 3

## Modelagem Teórica

No capítulo 2 vimos que durante uma ocultação pela atmosfera de Plutão, a queda no fluxo de luz estelar é gradual (Fig. 2.5, 2.7 e 2.8) e que a estrela nunca desaparece por completo (ver final do Cap. 2). Esse comportamento surpreendente se deve ao fato de que a luz proveniente da estrela, ao atravessar a atmosfera do corpo ocultante (Plutão), é desviada devido a refração e não absorvida. Uma vez que o fenômeno de ocultação é resultado do movimento relativo entre o objeto e a Terra, temos que, para um observador na Terra, o evento pode ser imaginado como um arranjo onde o objeto está localizado à frente da estrela e sua sombra viaja sobre a superfície da Terra. Assumindo que os raios de luz que saem da estrela (considerada a uma distância infinita) chegam paralelos ao objeto ocultante, cada raio sofrerá um desvio diferente ou mais precisamente cada raio sofrerá um desvio perpendicular ao limbo do planeta ou, radialmente, em direção ao centro da sombra (veja a seguir).

O princípio básico usado na redução de ocultações estelares envolvendo corpos com atmosfera, consiste então em relacionar características referentes às propriedades físicas da atmosfera, como refratividade, densidade e profundidade óptica, com variações na intensidade da luz proveniente da estrela para um observador na Terra (perfil da sombra projetada).

Inicialmente, será tratado o problema geométrico geral que estabelece uma relação direta entre o fluxo de luz observado e a refratividade da atmosfera. Em seguida será descrito o modelo e as suposições teóricas usadas neste trabalho para relacionar a temperatura e pressão atmosférica com o índice de refração em função da altitude. Por fim, será explicado como os dados de ocultações são usados para ajuste e inversão das curvas de luz.

### 3.1 O Modelo de Refração Atmosférica

Como os efeitos de desvio dos raios de luz dependem da natureza física da atmosfera e seu arranjo em torno do objeto ocultante, é preciso fazer algumas suposições acerca da

simetria e natureza do evento, que variam de acordo com o modelo. Neste trabalho foi usado o modelo descrito em Vapillon *et al.* (1973), que consiste na forma mais simples de analisar o problema. Para isso o modelo assume que a atmosfera é esfericamente simétrica, portanto, com o índice de refração  $\eta(r)$  sendo função apenas da distância  $r$  ao centro do planeta, e monótona decrescente. Isso equivale a dizer que não há gradiente horizontal no índice de refração, ou que qualquer gradiente horizontal do índice de refração que possa existir é desprezível em relação a um gradiente radial. Considera-se também que a atmosfera é um gás ideal onde qualquer efeito de extinção devido a absorção ou espalhamento é desprezível, o que equivale a assumir que a atmosfera é transparente. Vamos também assumir a atmosfera em equilíbrio hidrostático. Por fim, cada raio é analisado como se a estrela fosse uma fonte pontual para, posteriormente, se analisar o efeito combinado dos diversos raios. Como o diâmetro da estrela projetado na posição de Plutão é da ordem do quilômetro, esta última hipótese, para o nosso caso, não é restritiva.

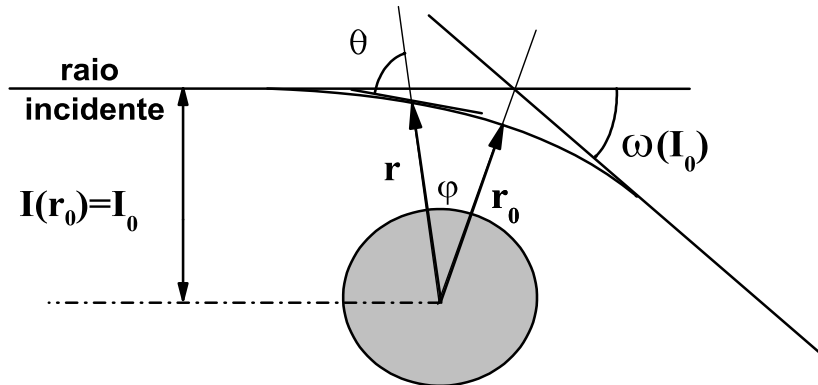


Figura 3.1: Esquema geométrico de uma ocultação estelar envolvendo um corpo com atmosfera onde  $r$  é a distância do centro do planeta até um ponto qualquer na atmosfera por onde passa o raio desviado,  $\theta$  é o ângulo entre a tangente ao raio de luz dentro da camada e a direção radial de  $r$  e  $\omega(I_0)$  é o ângulo do desvio total sofrido pelo raio. Note pela definição de  $\theta$  que, para o raio de maior aproximação  $r_0$ , e apenas para ele, o ângulo  $\theta$  será igual a  $\pi/2$ . O ângulo  $\varphi$  é a coordenada azimutal, em coordenadas polares, para um dado ponto na atmosfera (ver apêndice A).

Uma vez que o índice de refração aumenta na direção do centro do planeta anão, podemos assumir a atmosfera como sendo composta de um conjunto de camadas esféricas concêntricas discretas, com diferentes índices de refração cada. Note que essa suposição não é nenhum pouco restritiva dado que, para um número muito grande de camadas (ou seja, para camadas suficientemente estreitas), temos o equivalente a uma atmosfera contínua com índice de refração  $\eta(r)$ . Assim, ao atravessar a atmosfera, um raio de luz curva-se para dentro dela através de sucessivas refrações até que, em um determinado nível

$r_0$ , o raio de luz passa tangente pela camada imediatamente inferior, emergindo para fora da mesma (Fig. 3.1). A distância  $r_0$  é chamada de raio de maior aproximação de um raio de luz incidente, e depende apenas do parâmetro de impacto do raio de luz  $I(r_0)$  e do índice de refração variável  $\eta(r)$ . Assim, dada uma atmosfera com  $\eta(r)$  monótono, para cada valor do parâmetro de impacto, há um valor único associado do raio de maior aproximação. Em outras palavras, o modelo assume que, durante a refração, os raios não se cruzam. O cruzamento de raios pode causar fortes picos de sinal chamados "spikes" para alguns tipos de atmosferas. Veja Sicardy *et al.* (1999) para o caso de Titã. Entretanto, no caso de Plutão os *spikes* são bem moderados (Fig. 4.9), de modo que o cruzamento de raios não será um problema. Portanto, um raio de luz pode ser caracterizado por duas grandezas, o parâmetro de impacto e o raio de maior aproximação. Para simplificar a notação, algumas vezes  $I(r_0)$  será representado por  $I_0$ .

Dentro da atmosfera, a relação entre o parâmetro de impacto, e os pequenos desvios  $\theta$  em cada nível  $r$  da atmosfera, é dada pela regra de Bouguer (Eq. 3.1) (Born & Wolf 1980), que representa a lei de Snell em um meio esfericamente simétrico.

$$I(r_0) = \eta(r) \cdot r \cdot \text{sen}\theta \quad (3.1)$$

Para o caso em que  $r = r_0$ , uma vez que o raio de luz é perpendicular à direção do raio que define  $r_0$ , a equação 3.1 se torna:

$$I(r_0) = \eta(r_0) \cdot r_0, \quad (3.2)$$

Assim, conhecendo as duas grandezas que caracterizam um dado raio de luz ( $r_0$  e  $I_0$ ) temos o índice de refração para o respectivo ponto  $r_0$  referente àquele raio.

O desvio total sofrido por um raio de luz ao passar na atmosfera é dada pelo ângulo  $\omega(I_0)$  (Fig. 3.1). Para o regime de simetria adotado neste modelo, o ângulo  $\omega(I_0)$  é obtido através da expressão 3.3 (ver Apêndice A).

$$\omega(I_0) = \int_{r_0}^{\infty} \frac{2I_0}{\eta(r)} \cdot \frac{d\eta(r)}{dr} \cdot \frac{dr}{\sqrt{[\eta(r) \cdot r]^2 - [\eta(r_0) \cdot r_0]^2}} \quad (3.3)$$

A inversão da integral acima (Apêndice A) nos permite obter uma expressão para o índice de refração no ponto  $r_0$  em função de  $I(r_0)$  e  $\omega(r_0)$ :

$$\eta(r_0) = \exp \left\{ \frac{1}{\pi} \int_{\omega(I_0)}^0 \log \left[ \frac{I(\omega)}{I_0} + \sqrt{\left( \frac{I(\omega)}{I_0} \right)^2 - 1} \right] \cdot d\omega \right\} \quad (3.4)$$

A discussão que segue tem como objetivo relacionar  $\omega(I_0)$  com a curva de luz obtida para um observador na Terra. Para isso, considere o diagrama da Figura 3.2.

Para cada instante  $t$ , o raio de luz, distando  $I(t)$  do centro do planeta, é desviado, viaja até a Terra, localizada a uma distância  $D$  do corpo ocultante, e incide sobre sua superfície em um ponto  $z(t)$ .

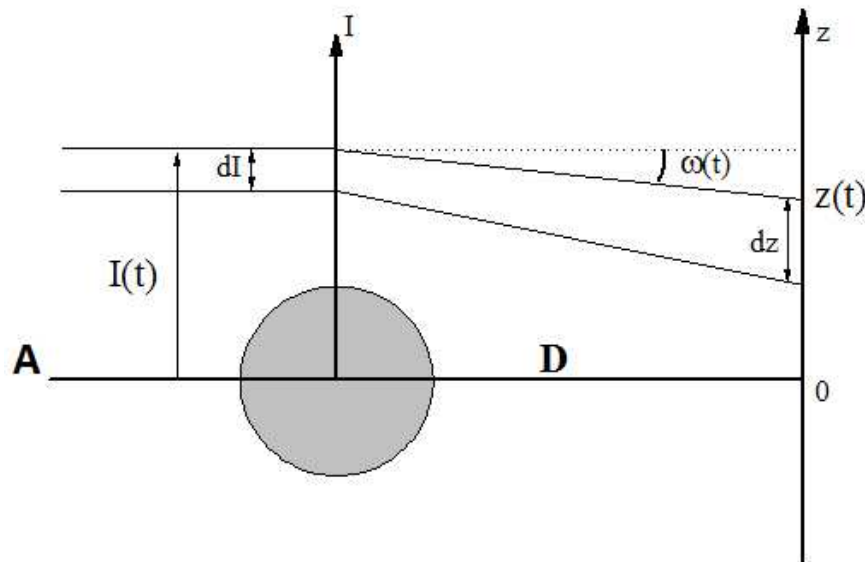


Figura 3.2: Esquema geométrico de uma ocultação estelar envolvendo objeto com atmosfera. O eixo  $I'$ , localizado no planeta, tem sua origem no centro do planeta e cresce radialmente para fora. Ele tem os valores do parâmetro de impacto para cada raio de luz que atravessa a atmosfera. O eixo  $Z'$ , localizado na Terra, tem sua origem no centro da sombra projetada sobre a Terra, e cresce no mesmo sentido de  $I'$ .

Analisando a Figura 3.2 temos que, como  $D$  é muito grande se comparado a  $I(t)$  e  $z(t)$ , o ângulo  $\omega(t)$  será muito pequeno, logo:

$$z(t) = I(t) + D \cdot \omega(t) \quad (3.5)$$

onde  $\omega(t)$  é sempre negativo para o sistema de referência adotado.

Vale mencionar aqui que, dada a simetria circular do problema, os eixos  $Z'$  e  $I'$  tem apenas origem e sentido bem definidos, com sua direção mudando para cada ponto na curva de luz (caminho do observador na sombra). Para melhor visualizar isso e colocar as variáveis  $I(t)$  e  $z(t)$  no contexto de uma ocultação estelar observada (curva de luz), vamos observar a Figura 3.2 a partir do ponto A, fazendo os eixos  $I'$  e  $Z'$  coincidirem (Fig. 3.3). Como o evento de ocultação é resultado do movimento relativo entre a estrela e o objeto ocultante para um observador na Terra, podemos imaginá-lo de modo que o objeto e a estrela estejam parados no espaço, um atrás do outro (projetando uma sombra sobre a



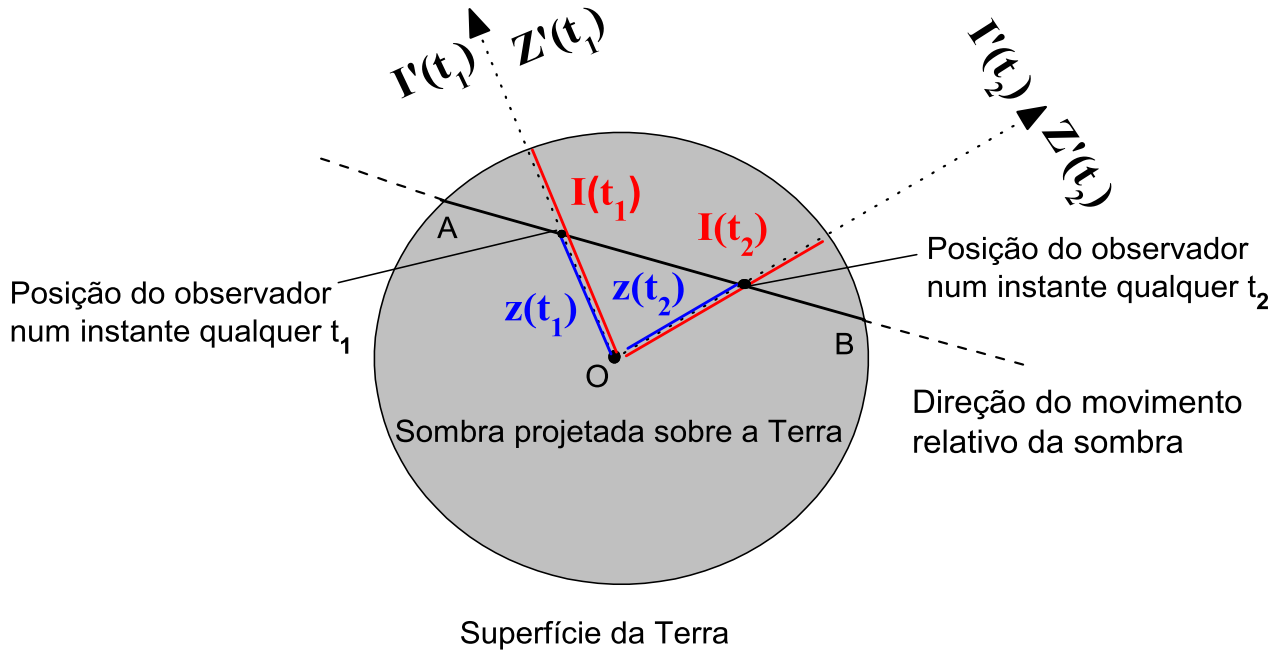


Figura 3.3: Diagrama da sombra projetada sobre a Terra com os eixos  $Z'$  e  $I'$  representados para dois instantes distintos. A posição  $O$  do centro da sombra é a origem a partir da qual se medem as posições  $z(t)$  e  $I(t)$ .

Terra), e que o observador (Terra) se move ao longo da sombra. Deste modo, para cada instante  $t$ , ele estará em um ponto da sombra com respectivos  $z(t)$  e  $I(t)$ , como indica a Figura 3.3, onde os limites do disco representam o início e o fim do evento. É importante ressaltar que, como o corpo possui atmosfera, a sombra não terá bordas discretas como na figura, ou seja, os instantes de início e fim de cada evento não são definidos (ver seção 3.3).

Novamente da Figura 3.2, vemos que dois raios de luz consecutivos sofrem desvios diferentes, uma vez que cada um atravessa um nível diferente na atmosfera. Este desvio diferencial dos raios pode ser traduzido em uma relação de energia, onde a energia luminosa concentrada em uma região do espaço está agora espalhada por uma região maior e, por isso, o fluxo residual da estrela observado na Terra é menor que o fluxo não ocultado, ou seja, onde a luz não foi espalhada. Assim, podemos escrever:

$$\frac{\Phi(t)}{\Phi_0} = \frac{dI(t)}{dz(t)} \quad (3.6)$$

onde  $\Phi(t)$  é o fluxo estelar para um instante  $t$ , e  $\Phi_0$  é o fluxo da estrela fora do evento.

Analisemos agora a Equação 3.6 em conjunto com a Figura 3.4. A figura mostra o

efeito de desvio sofrido por diversos raios paralelos de luz ao longo do eixo I'. Como pode-se observar, o fluxo de luz  $\Phi(t)$  inicialmente diminui a medida que se avança na direção do centro. Esse comportamento é bem reproduzido pela expressão 3.6, uma vez que, a medida que  $z(t)$  diminui, o espalhamento da luz aumenta o que faz com que  $\frac{dI(t)}{dz(t)}$  diminua. Porém, em função da forma circular do planeta, a região próxima ao centro da sombra recebe raios de luz desviados por toda a borda do planeta, o que faz com que haja uma concentração de fluxo na região, como se a atmosfera fosse uma lente, produzindo um pico de sinal chamado de “flash central”. Como a relação 3.6 não contabiliza este aumento de sinal, ela precisa ser corrigida. Para uma borda planetária assumida perfeitamente esférica, uma maneira simplificada de corrigir a expressão é multiplicando-a pelo fator  $f = I(t)/z(t)$  chamado de fator de focalização. Esse fator é bem eficiente para fazer a correção, uma vez que nos pontos mais afastados do centro ( $z(t) \approx I(t)$ ) ele assume valores muito próximos de 1, e seu efeito é desprezível mantendo a expressão original que, como vimos, era eficiente para este trecho. A medida que se aproxima do centro da sombra,  $z(t)$  vai diminuindo e se distanciando de  $I(t)$  de modo que o fator passa a compensar a diminuição de  $\frac{dI(t)}{dz(t)}$ . Assim, de maneira simplificada, temos que a equação 3.6 pode ser reescrita como:

$$\frac{\Phi(t)}{\Phi_0} = f \cdot \frac{dI(t)}{dz(t)}, \text{ onde } f = I(t)/z(t) \quad (3.7)$$

Vale notar que para casos em que se trabalha com atmosferas densas e/ou com curvas de luz observadas que passam pelo centro da sombra, (situações com forte pico de “flash central” nas curvas observadas), a modelagem do fator de focalização precisa ser mais sofisticada, levando em conta, por exemplo, efeitos de não-esfericidade no limbo planetário (Sicardy *et al.* 2006). Como este não é o caso para nenhuma das curvas tratadas neste trabalho, o fator  $f = I(t)/z(t)$  é suficiente (ver Capítulo 4, seção 4.2).

Derivando a equação 3.5 em relação a  $z$  e combinando com a equação 3.7 temos:

$$d\omega(t) = \frac{1}{D} \cdot \left[ \frac{f \cdot \Phi_0 - \Phi(t)}{f \cdot \Phi_0} \right] \cdot dz \quad (3.8)$$

Como  $z$  é função de  $t$  temos que  $dz = \frac{dz}{dt} \cdot dt$ .

Como foi dito anteriormente, o instante de início do evento não é definido uma vez que a atmosfera não possui fronteira discreta. Logo, para obter o ângulo  $\omega$  para um instante  $t$  qualquer dentro do evento, integra-se a Equação 3.8 para todos os instantes até  $t$ , ou seja:

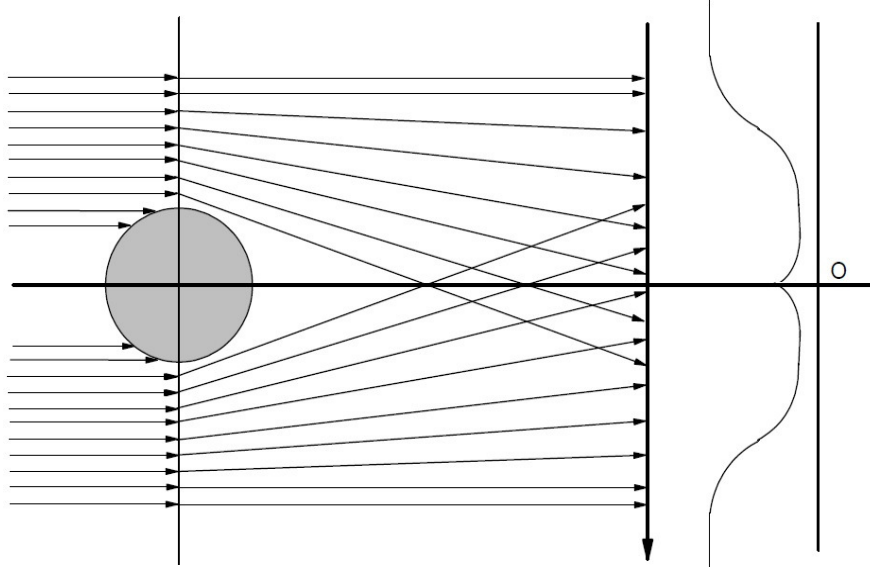


Figura 3.4: Perfil bidimensional mostrando o desvio sofrido por vários raios paralelos ao longo do eixo  $I'$  (Elliot & Olkin 1996). Note, à direita, o aumento no fluxo de luz próximo ao centro da sombra ("flash central"), causado pela focalização devida a curvatura do limbo. Este perfil pode ser usado para gerar o perfil tridimensional da sombra, em uma ocultação envolvendo objeto com atmosfera (ver seção 3.3).

$$\omega(t) = \frac{1}{D} \cdot \int_{-\infty}^t \frac{f \cdot \Phi_0 - \Phi(\tau)}{f \cdot \Phi_0} \cdot \frac{dz}{d\tau} d\tau \quad (3.9)$$

Com a efeméride do planeta ocultante e as coordenadas da estrela, tem-se o centro da sombra projetada na Terra e, com a posição do observador, a coordenada  $z(t)$  para cada instante da curva de luz observada. Assim, a equação 3.9 fornece uma relação entre duas grandezas previamente conhecidas da observação ( $\Phi(t)/\Phi_0$  e  $z(t)$ ), e o ângulo  $\omega(t)$ . Infelizmente, devido ao fator de focalização, a integral possui também o termo  $I(t)$  que não é conhecido, a princípio. Como a curva de luz observada consiste em uma lista de valores  $\Phi$  para cada instante  $t$ , a expressão 3.9 é integrada numericamente e, neste procedimento, o problema da indeterminação de  $I(t)$  pode ser contornado da seguinte forma. Para a integração numérica toma-se como limite inferior de integração, um instante de referência inicial  $t_0$  suficientemente distante do instante  $t$ , de modo que em  $t_0$  os raios de luz provenientes da estrela não estão sujeitos ao desvio por refração atmosférica, ou seja,  $I(t_0) = z(t_0)$ . Sabe-se que a integração numérica consiste em uma soma sucessiva do integrando e as diferenciais  $\left(\frac{f \cdot \Phi_0 - \Phi(\tau)}{f \cdot \Phi_0} \cdot \frac{dz}{d\tau} d\tau\right)$ , calculados para os valores  $t_i$ , com  $i$  inteiro, variando de 0 (instante de referência inicial) a  $N$ , tal que  $t_N$  é igual ao instante  $t$  para o qual se quer calcular  $\omega(t)$ . A saída para contornar o problema mencionado, consiste em usar o valor  $I(t_0)$  para obter o fator de focalização aproximado  $f'(t_1) = I(t_0)/z(t_1)$  e, com isso determinar  $\omega(t_1)$ . Com  $\omega(t_1)$  e  $z(t_1)$ , que é conhecido para todo  $t$  a partir da efeméride,

determina-se  $I(t_1)$  com a expressão 3.5, a partir do qual se calcula  $f'(t_2) = I(t_1)/z(t_2)$  e assim por diante.

Para verificar a validade deste método, analisemos o comportamento de  $I(t)$  em relação a  $z(t)$  ao longo dos instantes do evento. Para valores de  $t$  próximos de  $t_0$ , ou seja, distantes do centro do evento,  $z(t)$  é muito próximo de  $I(t)$  de modo que o fator  $f$  é muito próximo de 1 e, portanto, não afeta significativamente o cálculo de  $\omega$ . A medida que  $t$  se aproxima do instante central do evento, onde o valor de  $f$  passa a ser relevante, o espalhamento dos raios (Fig. 3.4) é tal que, a diferença entre dois valores consecutivos de  $z(t)$  é muito maior que a diferença entre dois valores consecutivos de  $I(t)$ , ou seja, qualquer diferença entre o valor exato  $f(t_i) = I(t_i)/z(t_i)$  e o valor seguinte  $f(t_{i-1}) = I(t_{i-1})/z(t_{i-1})$  é dominada por  $z$ . Logo, a aproximação  $f(t_i) = I(t_i)/z(t_i) \approx f'(t_i) = I(t_{i-1})/z(t_i)$  é válida.

Analisando as expressões deduzidas até aqui temos que, a partir dos dados do evento ( $\Phi(t)/\Phi_0$  e  $z(t)$ ), obtém-se  $I(t)$  e  $\omega(t)$  usando a aproximação para o fator  $f$  e as equações 3.9 e 3.5. Por sua vez,  $I(t)$  e  $\omega(t)$  nas expressões 3.4 e 3.2, permitem determinar o índice de refração  $\eta(r)$ . De posse de um modelo atmosférico é possível, a partir de  $\eta(r)$  calcular a temperatura, densidade e pressão. Todo este procedimento é chamado de “Inversão”, onde uma curva de luz observada é usada para determinar propriedades atmosféricas como os perfis verticais de densidade, pressão e temperatura.

Vale mencionar que existe um caso especial em que o fluxo  $\Phi$ , durante a ocultação, pode ser determinado analiticamente. Isso ocorre quando a atmosfera é isotérmica e a escala de altura  $H$  da atmosfera é pequena se comparada ao raio do planeta ( $H \ll R$ ), onde a escala de altura é o deslocamento em altitude ( $H = z_2 - z_1$ ) para o qual a densidade varia de acordo com a equação 3.10:

$$n(z_2) = \frac{n(z_1)}{e} \quad (3.10)$$

Para isso, define-se  $z_{1/2}$  como sendo a posição no plano da sombra (Fig. 3.2) onde o valor de  $\Phi$  atinge a metade do fluxo não-ocultado da estrela, ou seja,  $\Phi/\Phi_0 = 0,5$ , conhecido como “*half-light level*”. Neste caso Baum & Code (1953) determinaram que o fluxo  $\Phi$  se relaciona com  $z_{1/2}$  e  $H$  da seguinte forma:

$$\left(\frac{1}{\Phi} - 2\right) + \log\left(\frac{1}{\Phi} - 1\right) = \frac{(z_{1/2} - z)}{H} \quad (3.11)$$

que é conhecida como função Baum & Code, onde  $\Phi_0$  está normalizado para 1.

## 3.2 Modelo atmosférico

Como vimos anteriormente, a partir da inversão da curva de luz observada determina-se o perfil vertical de refratividade  $\nu$  para cada distância  $r$  do centro do planeta (3.12), onde  $\eta(r)$  é o índice de refração.

$$\nu(r) = \eta(r) - 1 \quad (3.12)$$

Para estabelecer uma relação entre a refratividade, a temperatura  $T(r)$  e a pressão  $P(r)$ , revisitamos as suposições iniciais de que a atmosfera é um gás ideal em equilíbrio hidrostático. Uma vez que  $\mu$  é peso molecular do gás,  $n(r)$  sua densidade molecular à altitude  $r$ , e  $k$  a constante de Boltzman, a equação de gás ideal nós dá que:

$$P(r) = k \cdot T(r) \cdot n(r). \quad (3.13)$$

Sendo  $g(r)$  a aceleração da gravidade local na altitude  $r$  temos que, pela hipótese da atmosfera estar em equilíbrio hidrostático,

$$\frac{dP}{dr} = -\mu \cdot n(r) \cdot g(r). \quad (3.14)$$

Combinando as expressões 3.13 e 3.14 fica:

$$\frac{1}{n} \cdot \frac{dn}{dr} = - \left[ \frac{\mu \cdot g(r)}{k \cdot T} + \frac{1}{T} \cdot \frac{dT}{dr} \right] \quad (3.15)$$

onde, para um corpo central esfericamente simétrico,

$$g(r) = \frac{GM}{r}. \quad (3.16)$$

A equação 3.15 estabelece uma relação entre densidade molecular, pressão e temperatura do gás. Assumindo o gás como sendo composto basicamente de um único elemento temos que a refratividade  $\nu(r)$  será dada por:

$$\nu(r) = K \cdot n(r) \quad (3.17)$$

Sendo este elemento nitrogênio, como no caso de Plutão (Yelle & Lunine 1989), temos

que :

$$\nu(r) = K \cdot n(r)K = 1,091 \cdot 10^{-23} + \frac{6,282 \cdot 10^{-26}}{\lambda^2} (cm^3/mol\acute{e}cula) \quad (3.18)$$

onde  $K$  é chamado de refratividade molecular e  $\lambda$  é o comprimento de onda da luz que atravessa a atmosfera (Washburn 1930).

Agora, de posse de um modelo atmosférico é possível compreender como se faz a parte da inversão que transforma índice de refração em temperatura, densidade e pressão atmosférica.

A partir da efeméride do planeta, obtem-se  $z(t)$ , isto é, a posição do observador na sombra. Em seguida, o procedimento de inversão descrito na seção 3.1 (equações 3.9, 3.5, 3.4 e 3.12) fornece, a partir da curva de luz e  $z(t)$ , a função  $\eta(r)$  que combinada ao modelo atmosférico determina a refratividade  $\nu(r)$  e o perfil de densidade  $n(r)$  (Eq. 3.17). Por fim, a expressão 3.15 determina  $T(r)$  a partir da integração de uma equação diferencial de primeira ordem. Vale notar que para esta integração se faz necessário uma condição de contorno que é um valor de temperatura  $T_i$  para um dado ponto  $r_i$ . Uma vez que se tem  $n(r)$  e  $T(r)$ , determina-se  $P(r)$  (Eq. 3.13).

No sentido inverso, se um perfil de temperatura (modelo atmosférico) é previamente conhecido, o perfil de densidade  $n(r)$  pode ser inferido a partir da expressão 3.15, desde que seja dada uma condição de contorno como, por exemplo, a pressão  $P_i$  para um dado ponto  $r_i$ . Uma vez que tem-se  $n(r)$ , determina-se o perfil de refratividade  $\nu(r)$  (Eq. 3.17) e, por consequência  $\eta(r)$  (Eq. 3.12). O ângulo de desvio total  $\omega$  então é calculado para todo o eixo  $I'$  (Eq. 3.3). Tendo os valores de  $\omega$  para os respectivos  $I$ , e os valores de  $z(t)$  da efeméride, calcula-se um  $\Phi(t)$  teórico (Eq. 3.7) construindo-se assim, uma curva de luz sintética a partir de um modelo conhecido. Este procedimento é chamado de *ray tracing*, e sua implementação está descrita em Sicardy *et al.* (1999).

Tanto a inversão como o *ray tracing* são úteis de forma complementar e permitem um processo interativo para redução. As duas formas de análise dos dados serão usadas aqui uma vez que ambas apresentam vantagens e ressalvas.

### 3.3 Estrutura atmosférica a partir da observação

Se a curva de luz de uma ocultação fosse livre de ruído, e se a posição da estrela e a efeméride do planeta fossem livres de erros, a variável  $z(t)$  seria determinada sem erro e o processo de inversão proporcionaria um perfil de densidade exato  $n(r)$ , a partir do qual se derivariam perfis de temperatura e de pressão. Note, entretanto, que ainda assim, uma condição de contorno ( $T_i(r_i)$ ) é sempre necessária, mesmo com curvas de luz e efemérides perfeitas disponíveis. Em outras palavras, sendo a expressão 3.15 uma

equação diferencial de primeira ordem, não se pode evitar a indeterminação de  $T_i(r_i)$  e uma infinidade de perfis de temperatura pode fornecer exatamente o mesmo perfil de densidade e, portanto, a mesma curva de luz de ocultação.

Como existem erros tanto nas efemérides do planeta quanto na posição da estrela, a grandeza  $z(t)$  está sujeita a erros, sem contar o ruído na curva de luz. Isto resulta em erros sistemáticos no perfil  $n(r)$  obtido. Uma maneira de resolver este problema é encontrar a posição do centro do mesmo em um dado instante usando várias "cordas de ocultação" (veja abaixo) para refinar sua trajetória no plano do céu, ou seja, corrigir a sua efeméride. Na prática, é necessário determinar apenas o movimento do planeta em relação à estrela, uma vez que é este movimento que define a geometria da ocultação. Então, a maneira de se obter o centro do planeta, consiste em ajustar simultaneamente curvas de luz sintéticas às observações, variando a posição do centro nas direções Oeste-Leste e Norte-Sul no plano do céu, de modo a minimizar os resíduos. No entanto, a geração de curvas de luz sintéticas exige que conheçamos, a priori, o perfil  $n(r)$ , que é exatamente o que se procura. Por isso, um procedimento iterativo é utilizado, conforme descrito em mais detalhes a seguir, e no próximo capítulo.

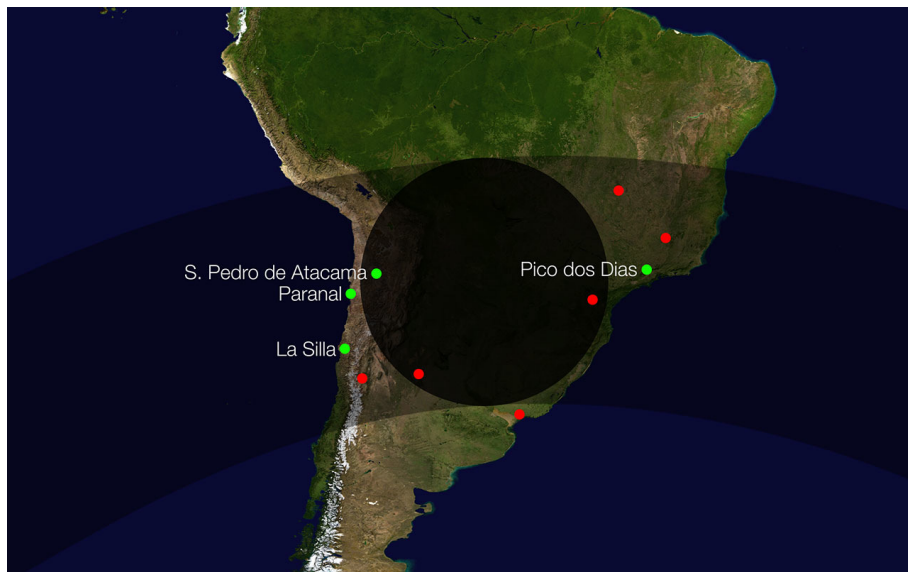


Figura 3.5: Imagem ilustrativa produzida pelo ESO<sup>1</sup>, representando a sombra projetada do TNO Makemake sobre a Terra em um evento de ocultação ocorrido em Abril de 2011.

As curvas de luz sintéticas que serão ajustadas às observações são obtidas a partir de cortes transversais do perfil tridimensional que representa a sombra projetada sobre a Terra. Se o objeto ocultante não possuísse atmosfera, a sombra projetada seria representada por um disco plano de sombra (Fig. 3.5) onde o perfil tridimensional seria um cilindro. Assim, um observador localizado em um ponto atravessado pela sombra teria, analisando o fluxo de luz da estrela ao longo do tempo, um corte bidimensional deste

<sup>1</sup><http://www.eso.org/public/images/eso1246b/>

perfil. Estes “cortes” representam as curvas de luz e são chamados de cordas positivas.

No caso em que há atmosfera, os raios luminosos da estrela são desviados, como vimos, para dentro da sombra (Figuras 3.2 e 3.4). Deste modo, o perfil tridimensional da sombra, que é projetada sobre a Terra, tem uma forma mais complexa de modo que, para produzir curvas de luz sintéticas, que nada mais são do que cortes bidimensionais neste perfil, é preciso construir um perfil teórico tridimensional. Para isso considere a figura 3.4.

Usando as expressões da seção 3.1 e o modelo atmosférico descrito em 3.2, podemos calcular o desvio sofrido por cada raio de luz, de acordo com a distância do raio de luz ao centro do objeto ocultante ( $I$ ) e com o efeito desta refração no fluxo de luz observado em uma posição na Terra. Em função da simetria esférica adotada no modelo, é possível fazer uma simulação de desvio diferencial para vários raios de luz ao longo do eixo  $I'$  da Figura 3.2, de modo a ter o perfil bidimensional da Figura 3.4 e, em seguida, girá-lo em torno do eixo  $O$  (Fig. 3.4). Com isso, se constrói o perfil tridimensional a partir do qual, são produzidas as curvas de luz sintéticas dada a posição de cada observador em relação a sombra, para comparar com as observações.

Assim, a redução dos dados se dá da seguinte forma. Assumimos um modelo atmosférico, que implica em uma forma parametrizável para o perfil vertical de temperatura e condições de contorno para a Eq. 3.15, e constrói-se um perfil tridimensional para a sombra, do qual se extraem curvas sintéticas. Essas são ajustadas às observações (descrição a seguir) para determinação da correção da posição do centro da sombra em relação à efeméride. Essas coordenadas corrigidas do centro da sombra, por sua vez, são usadas para determinar a posição relativa da curva de luz (corda) a ser invertida dentro da sombra ( $z(t)$ ) e é feita a inversão para obter o perfil de temperatura observado. A partir da forma deste perfil observado, a equação paramétrica usada no modelo pode ser modificada para reproduzir melhor a forma do mesmo. Com a nova equação parametrizada, o procedimento é refeito para melhorar a correção na posição do centro da sombra, e refazer a inversão com uma posição melhor determinada. O procedimento é auto-consistente a medida que a parametrização vai reproduzindo, de forma mais fiel, o perfil de temperatura observado até que não ocorram mais mudanças significativas nas coordenadas do centro da sombra.

A correção do centro da sombra ocorre em duas direções. Na direção do movimento relativo da sombra,  $l$ , e na direção perpendicular a este movimento,  $\rho$ .

A correção na direção  $l$  está relacionada aos instantes de início e fim de cada corda. A partir de um instante de referência para o início/fim do evento, são tomados uma série de valores em torno destes instantes, cada um tendo um deslocamento  $\Delta l$  associado. Deste modo, obtem-se o conjunto de diferentes perfis sintéticos para ajustar às cordas. O resíduo  $\chi^2$  deste ajuste é dado por:



$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \left( \frac{F_{oi} - F_{si}}{\sigma_i} \right)^2 . \quad (3.19)$$

onde  $F_{oi}$  é o fluxo observado e  $F_{si}$  é o fluxo sintético, para um dado ponto  $i$ , sendo  $\sigma_i$  o desvio padrão do ponto  $i$ .

Um valor mínimo do resíduo, ou seja,  $\chi_{min}^2$ , representa o conjunto perfis sintéticos com o  $\Delta l$  associado ao melhor ajuste de instantes de início/fim para as cordas em relação à sombra.

Para a correção na direção  $\rho$ , os fatores que afetam o posicionamento da sombra são os que compõem a solução da equação 3.15, ou seja, a forma do perfil de temperatura e as condições de contorno ( $P_i$  e  $r_i$ ). Supondo uma forma genérica para o perfil de densidade  $n(r)$  tem-se um perfil de temperatura  $T(r)$  associado. Em seguida, usando este perfil, produz-se um conjunto de curvas sintéticas, a partir de diversos pares de valores para as condições de contorno em torno de um valor nominal estimado tanto para  $P_i$  quanto para  $r_i$  independentemente. Como estes parâmetros afetam diretamente a posição em  $\rho$ , temos uma lista de valores  $\Delta\rho$  para cada par  $P_i$  e  $r_i$ , onde se faz o ajuste às observações, cada um com um respectivo  $\chi^2$ . Novamente, o  $\chi_{min}^2$  determina o valor da correção.

# Capítulo 4

## Resultados

Como descrito no final do capítulo anterior, o procedimento de inversão ocorre de maneira iterativa. Inicialmente é feita a inversão da curva de luz para determinar a forma do perfil  $T(r)$ . A partir daí, escolhe-se uma função paramétrica que represente melhor o perfil obtido e, ao mesmo tempo, permita um controle independente dos diferentes trechos do perfil para análise de erro. Usando esta nova função, é feito o “*ray tracing*” para construir o perfil tridimensional da sombra e, tomando novamente diversos valores de  $r_i$  e  $P_i$ , se faz o ajuste ( $\Delta\rho$ ) na direção  $\rho$  (direção perpendicular à direção  $l$  do movimento relativo da sombra) produzindo uma nova correção para seu centro. Com as novas coordenadas para o centro da sombra, a inversão é refeita e o procedimento se repete enquanto produzir variações significativas. Fica evidente neste procedimento que os dados obtidos de uma ocultação são usados para duas determinações distintas. A inversão da melhor curva (que combina razão S/R e resolução temporal), determina a forma do perfil de temperatura em função da altitude (posição  $r$ ). Já a quantidade e qualidade das demais cordas observadas, combinadas à sua distribuição ao longo da sombra, determinam a qualidade do ajuste astrométrico do centro da sombra em relação a efeméride, o que afeta diretamente a precisão do posicionamento vertical do perfil de temperatura (seção 3.3).

Neste capítulo será mostrado o perfil de temperatura obtido, bem como a forma paramétrica escolhida para os dados de 2012 e 2013 e, como eles foram combinados para produzir uma estrutura térmica precisa em forma e posição vertical. Também será feita uma análise de erro para determinar a confiabilidade dos resultados dentro do regime de precisão fotométrica deste trabalho, a partir da qual será estimada a posição precisa da superfície de Plutão, ou seja, o raio do planeta anão.

### 4.1 Estrutura térmica da atmosfera de Plutão

Analisando o conjunto de dados obtidos com ambos os eventos observados e considerando os fatores de modelagem e redução descritos até o momento, observa-se uma interessante possibilidade.

A curva de luz do evento de 18 de Julho de 2012 obtida no VLT/ESO, possui excelente razão S/R (Fig. 2.5) o que, como vimos, tem elevado potencial para determinar a forma do perfil de temperatura ao passar pelo processo de inversão. Além disso, a existência de 5 cordas positivas permite um bom ajuste astrométrico com estas cordas, para a correção do centro da sombra em relação a efeméride. Ainda assim, algumas características das demais cordas evidenciam alguns fatores que podem limitar a precisão obtida para o posicionamento vertical do perfil térmico como, por exemplo, baixa razão S/R de algumas curvas (Fig. 2.5), sua distribuição concentrada em uma região próxima a um dos hemisférios e o fato de que, das 5 cordas (incluindo a do VLT/ESO), apenas duas cortam a região central da sombra onde ocorre o “plateau” no sinal da estrela (Fig. 2.4).

Por outro lado, os obtidos com o evento de 4 de Maio de 2013 exibem um perfil geral oposto a este. As 9 curvas de luz obtidas, resultaram em 6 cordas que distribuem-se de forma homogênea pelos hemisférios da sombra, todas cortando a região central (Fig. 2.6) e, em geral, todas com uma boa razão S/R (Figs. 2.7 e 2.8). Na verdade, estas cordas possuem melhor qualidade fotométrica que 4 das 5 curvas do evento de 2012. O único ponto onde os dados do evento de 2012 são melhores que do evento de 2013 é a qualidade fotométrica da curva obtida no VLT/ESO. Ambos eventos foram observados no VLT além dos demais telescópios e, para ambos os casos, estas observações, por envolver uma estrela mais brilhante, produziram as melhores curvas de cada evento. Porém, a curva de 2012 é muito superior a de 2013 em razão S/R e, portanto, qualquer precisão obtida em forma do perfil de temperatura com a inversão da curva de 4 de Maio de 2013, seria inferior a obtida com a curva de 18 de Julho de 2012.

Para completar, tem-se que as escalas de tempo calculadas para a evolução da atmosfera de Plutão (Hansen & Paige (1996), Hansen *et al.* (2015) e Olkin *et al.* (2015)) permitem assumir que, no intervalo de tempo entre os dois eventos, a atmosfera não sofreu nenhuma mudança significativa e, portanto, o perfil de temperatura de ambos pode ser considerado o mesmo, tanto em comportamento quanto em escala vertical.

Desta forma, é possível combinar os dados destes dois eventos para maximizar a qualidade dos resultados, uma vez que um evento tem potencial fotométrico para fornecer um perfil de temperatura com grande precisão, enquanto o outro possui o conjunto de cordas necessárias para posicionar este perfil verticalmente com alta precisão astrométrica.

Combinando a natureza iterativa do processo de inversão com a ideia de usar os dados de ambos os eventos de forma complementar, tem-se um procedimento de redução bem claro a ser seguido. Inicialmente, faz-se o processo iterativo de inversão e ajuste astrométrico usando apenas os dados de 2012, de modo a obter a melhor forma paramétrica do perfil de temperatura de acordo com os critérios já descritos. Este perfil paramétrico, por sua vez é ajustado à curva do VLT/ESO de 18 de Julho de 2012 para determinar de maneira precisa sua forma. A partir daí e, mantendo o perfil fixo em forma, é feito o *ray tracing* para determinar o ajuste astrométrico usando as curvas do evento de 4 de Maio

de 2013. Com o perfil fixo em forma, a única variável livre neste ajuste é sua posição vertical, representada, por exemplo, pelo raio do ponto mais profundo do perfil,  $r_i$ . Em outras palavras,  $r_i$  determina a origem absoluta das altitudes  $r$  no perfil de temperatura  $T(r)$ . Dessa forma obtemos um perfil que é correto tanto em forma como em escala de altitude absoluta. Assim, com as cordas do evento de 2013 é determinada de forma precisa, uma posição vertical inicial para o perfil de temperatura. Usando este valor fixo para  $r_i$  é refeito o ajuste astrométrico com as cordas do evento de 2012 calculando um novo  $\Delta\rho$ . Com estas novas coordenadas para o centro da sombra, a inversão da curva do VLT/ESO de 18 de Julho 2012 é refeita para se obter o perfil de temperatura final observado.

O comportamento esperado para o perfil térmico era o de um crescimento rápido e quase-linear de temperatura próximo da superfície (por uma faixa de 12010 a 1250 km do centro) seguido por um comportamento isotérmico no restante da atmosfera. Esse comportamento surge como uma explicação física natural da curva de luz observada, que indica uma atmosfera de Nitrogênio, com temperatura na região superior do perfil próxima de 100 K (Yelle & Eliot 1997), e uma temperatura superficial de Plutão de 40 K (Lellouch *et al.* 2000). Neste modelo a temperatura da baixa atmosfera é controlada, por condução, pela temperatura superficial, enquanto que a temperatura da atmosfera superior é controlada por meio do aquecimento de gases residuais, principalmente CH<sub>4</sub>, devido a absorção radiativa em bandas próximas do infra-vermelho (Yelle & Lunine (1989), Lellouch (1994) e Strobel *et al.* (1996)).

Porém, o perfil obtido a partir da primeira inversão da curva de 18 de Julho de 2012 é um pouco diferente. Embora o forte gradiente positivo de temperatura estivesse presente na região da baixa atmosfera (estendendo-se por pouco mais de 1210 km a partir do centro) o mesmo era acompanhado de uma queda gradual de temperatura sugerindo um gradiente negativo logo após o ponto onde se esperava que o perfil assumisse comportamento isotérmico. A temperatura segue desta forma por quase 150 km até, finalmente, ficar isotérmico pelo restante da atmosfera (Fig. 4.1). Após alguns testes, verificou-se que a melhor forma de representá-lo matematicamente, de modo a ter independência entre trechos de diferentes altitudes para análise de erro, é dividindo o perfil em 4 funções distintas, uma para cada parte (Eq. 4.1).

$$\left\{ \begin{array}{ll} T(r) = T_1 + \frac{dT}{dr} \cdot (r - r_1), & \text{para } r \leq r_2 \\ C_1 \cdot r + C_2 \cdot T(r) + C_3 \cdot r \cdot T(r) + C_4 \cdot r^2 + C_5 \cdot T(r)^2 = 1, & \text{para } r_2 \leq r \leq r_4 \\ T(r) = C_6 + C_7 \cdot r + C_8 \cdot r^2 + C_9 \cdot r^3, & \text{para } r_4 \leq r \leq r_5 \\ T(r) = T_{iso} & \text{para } r \geq r_5 \end{array} \right. \quad (4.1)$$

onde  $T_{iso}$  é a temperatura na parte isotérmica na atmosfera,  $r_1$  a  $r_4$  são as posições verticais dos pontos 1 a 4 e  $T_1$  a  $T_4$  as respectivas temperaturas.

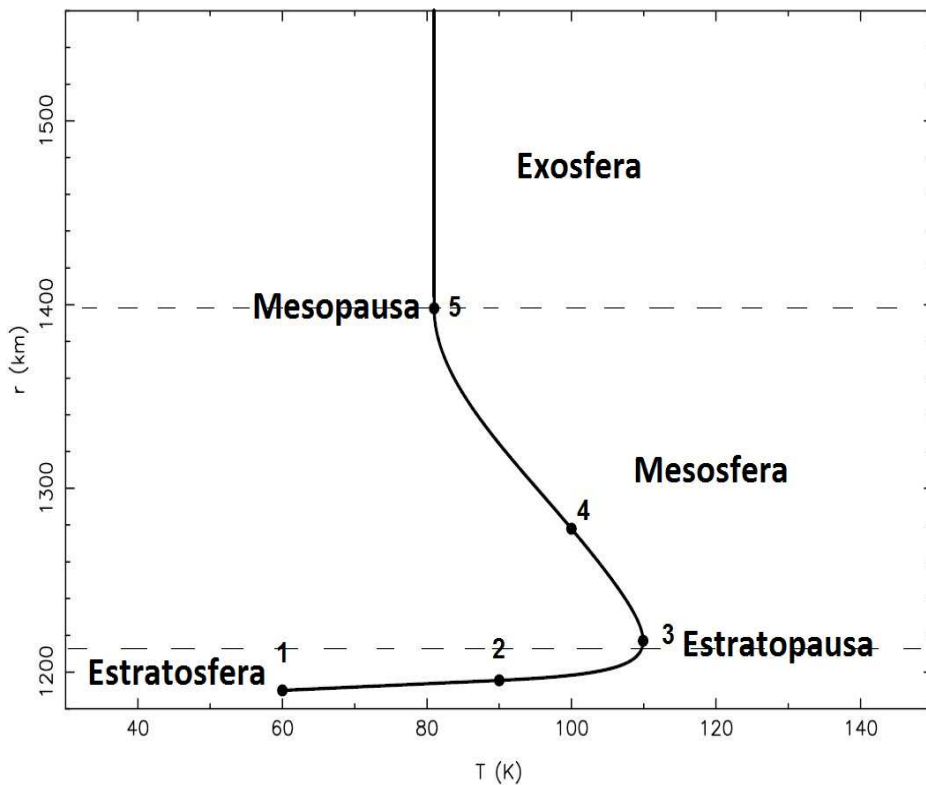


Figura 4.1: Perfil sintético de temperatura construído a partir da equação paramétrica 4.1 e ajustado à curva do VLT/ESO de 18 de Julho de 2012. O ponto 1 representa o ponto inicial ( $r_i$ ) do perfil. Os pontos 2, 4 e 5 são, respectivamente, pontos de conexão entre os trechos linear, seção de hipérbole, polinômio de grau 3 e isotérmico do perfil. O ponto 3 representa o ponto de maior temperatura do perfil e  $r = 1184$  km é a posição obtida para a superfície de Plutão.

Analisando a Figura 4.1 e a equação 4.1 temos que o perfil é composto de uma parte linear influenciada principalmente pelo gradiente de temperatura nessa região (ponto 1 ao ponto 2), onde o ponto 1 representa o ponto inicial ( $r_i$ ) do perfil para o qual são dadas as condições de contorno da equação diferencial 3.15. Em seguida ele é composto por uma

seção de hipérbole afetada pela temperatura máxima atingida (ponto 3) e os pontos de conexão (2 e 4) entre a parte linear e a parte com o gradiente negativo, que é representada por um polinômio de grau 3 (ponto 4 ao ponto 5). Por fim o perfil se torna isotérmico a partir do ponto 5.

Os parâmetros de  $C_1$  a  $C_9$  são escolhidos de modo a manter a continuidade do perfil e de sua derivada primeira (gradiente de temperatura) nos pontos 2, 3, 4 e 5. Mais precisamente, fixamos a temperatura  $T_1 = T(r_1)$  na base do perfil, a temperatura  $T_2 = T(r_2)$  e o gradiente de temperatura (constante) entre os pontos 1 e 2  $(dT/dr)_{1 \rightarrow 2}$ . Isso impõe a espessura vertical  $r_2 - r_1 = (T_2 - T_1)/(dT/dr)_{1 \rightarrow 2}$  da camada entre os pontos 1 e 2. Fixamos também, a temperatura máxima e sua posição ( $r_3$  e  $T_3 = T(r_3)$ ), bem como a temperatura e posição do ponto de inflexão 4 ( $r_4$  e  $T_4 = T(r_4)$ ). Deste modo, para o perfil entre os pontos 1 e 4, temos 3 condições de contorno para T:  $T_2$ ,  $T_3$  e  $T_4$  para  $r_2$ ,  $r_3$  e  $r_4$  respectivamente, e duas para  $dT/dr$ :  $(dT/dr)(r_2) = (dT/dr)_{1 \rightarrow 2}$  e  $(dT/dr)(r_3) = 0$ , o que fornece os 5 coeficientes  $C_1$  a  $C_5$  e, por consequência, impõe o valor do gradiente de temperatura no ponto 4  $(dT/dr)_4$ . Para o perfil entre os pontos 4 e 5, fixamos a posição  $r_5$  onde o perfil assume temperatura constante, bem como o valor de  $T_5 = T_{iso}$ . Com isso, temos duas condições de contorno para T:  $T_4$  e  $T_5$  para  $r_4$  e  $r_5$  respectivamente, e duas para o gradiente  $dT/dr$ :  $(dT/dr)(r_4) = (dT/dr)_4$  e  $(dT/dr)(r_5) = 0$ , o que fornece os 4 coeficientes  $C_6$  a  $C_9$ , concluindo a parametrização do perfil de temperatura.

Fazendo um *ray tracing* para gerar uma curva sintética da corda observada no VLT/ESO do evento de 18 de Julho de 2012 a partir do perfil de temperatura (usando a Eq. 3.15), podemos compará-la com a curva observada e ajustar os fatores determinantes para cada trecho do perfil (constantes  $C_1$  a  $C_9$ ) de modo a minimizar o  $\chi^2$  (Eq. 3.19) dos resíduos. Assim, determina-se a forma do perfil de temperatura.

Para o ajuste astrométrico, usando as cordas do evento de 4 de Maio de 2013 e o perfil sintético obtido anteriormente, foram tomados diferentes valores para  $r_i$ , de maneira a resolver o problema da origem da escala de altitude. Mantendo a forma do perfil de temperatura fixo, foi feito um ajuste envolvendo  $N = 3119$  pontos nas 5 curvas de luz obtidas. A Figura 4.2 mostra a relação entre os valores de  $r_i$  e o  $\chi^2$  para esse ajuste. O resíduo  $\chi_{min}^2$  ocorreu para o valor de 1190 km para  $r_i$ , que é o raio correspondente ao ponto 1 na Figura 4.1. Uma estimativa para a qualidade do ajuste pode ser feita a partir do cálculo do resíduo por grau de liberdade  $\chi_{min}^2/N = 1,15$ , onde o valor próximo de 1 obtido para este parâmetro implica em um bom ajuste (Vetterling, Teukolsky & Press 1985).

Usando este valor de 1190 km fixo para  $r_i$  e a forma já determinada pelo ajuste à curva de 2012, foi refeita a centragem para o evento de 18 de Julho de 2012 através do método de *ray tracing*. Entre instantes de referência para início e fim de cada evento e valores de  $\Delta l$  foram usados  $N = 521$  pontos observados para determinar a correção em  $l$  (Fig. 4.3). A partir da Figura 4.3 temos que o  $\chi_{min}^2$  de 858, ocorre em um  $\Delta l$  de  $-297$  km. O valor de  $\chi_{min}^2$  com  $N = 521$ , indica um ajuste satisfatório, já que o resíduo por grau de

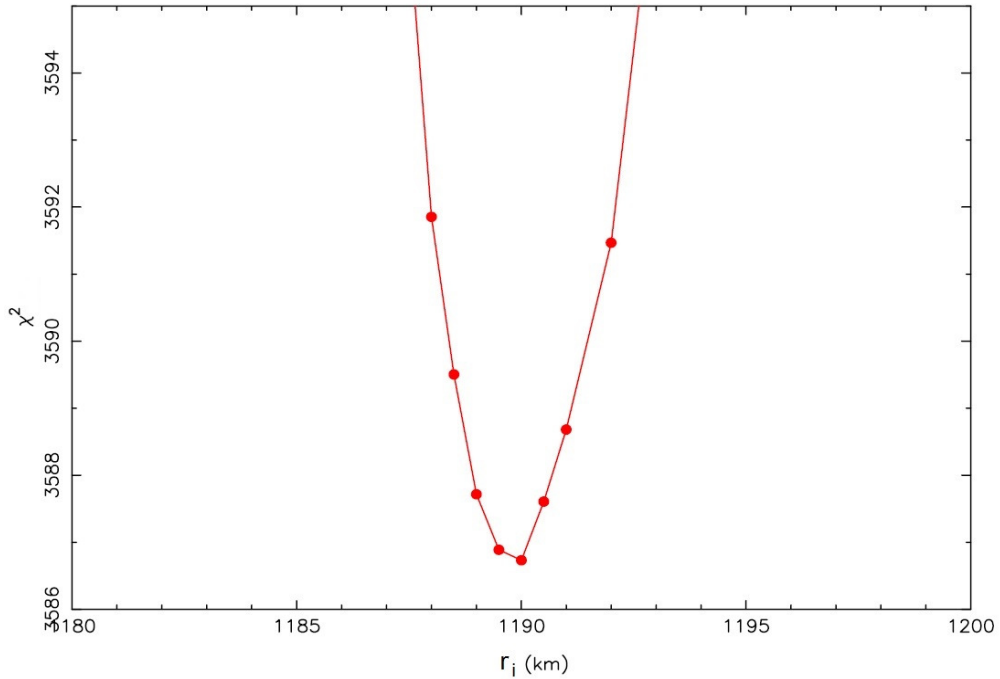


Figura 4.2:  $\chi^2$  para o ajuste astrométrico em função de diferentes valores de  $r_i$  usando dados do evento de 4 de Maio de 2013. Os pontos indicam os valores de  $\chi^2$  para cada ajuste. Com 3119 pontos, o  $\chi^2_{min}$  foi obtido para um valor de  $r_i = 1190$  km, com erro típico de  $\pm 1$  km para o nível de  $1\sigma$ .

liberdade fica em torno de  $\sim 1,64$ . Para estimar as barra de erro  $1\sigma$  e  $3\sigma$ , foram tomados valores de  $\chi^2_{min} + 1$  e  $\chi^2_{min} + 9$  respectivamente (ver Vetterling, Teukolsky & Press (1985) - capítulo 15). Com isso, foram calculados os erros  $1\sigma$  de  $^{+0,8}_{-0,5}$  e  $3\sigma$  de  $^{+1,7}_{-1,5}$  km, para  $\Delta l$ .

Da mesma forma, foi feito o ajuste em  $\rho$  (direção perpendicular às cordas) onde, para um valor fixo de  $r_i$ , um conjunto de valores de  $P_i$  e  $\Delta\rho$  totalizando 432 pontos resultaram em um  $\chi^2_{min}=726$  com  $P_i = P_{1190} = 10,675^{+0,02}_{-0,11}$   $\mu\text{bar}$  e  $\Delta\rho = 1120,0 \pm 2,2$  km (Fig. 4.4). O resíduo por grau de liberdade de  $\chi^2_{min}/N = 1,7$ , indica novamente um ajuste razoavelmente bom.

Convertendo estes valores de  $\Delta l$  e  $\Delta\rho$  para correções em efemérides, temos que as correções nas coordenadas do centro serão  $\Delta x_c = -463,6^{+0,8}_{-0,5}$  km e  $\Delta y_c = 1062,2 \pm 2,2$  km tomando como positivas as direções norte e leste celestes locais, respectivamente. Usando estas correções e as condições de contorno  $r_i$  e  $P_i$  já determinadas, a inversão da curva de luz obtida no VLT/ESO de 18 de Julho de 2012 foi, finalmente, refeita para determinar o perfil observado de temperatura para este evento (Fig. 4.5).

Das expressões para inversão obtidas no capítulo 3, temos que o erro no processo de inversão é acumulado a medida que se faz a integração numérica, e cresce exponencialmente com a intensidade do fluxo de luz na sombra. E a medida que se aproxima das bordas do evento, isto é, próximo do início ou fim da ocultação a atmosfera assume comportamento isotérmico de modo que o fluxo é dado analiticamente pela função de Baum

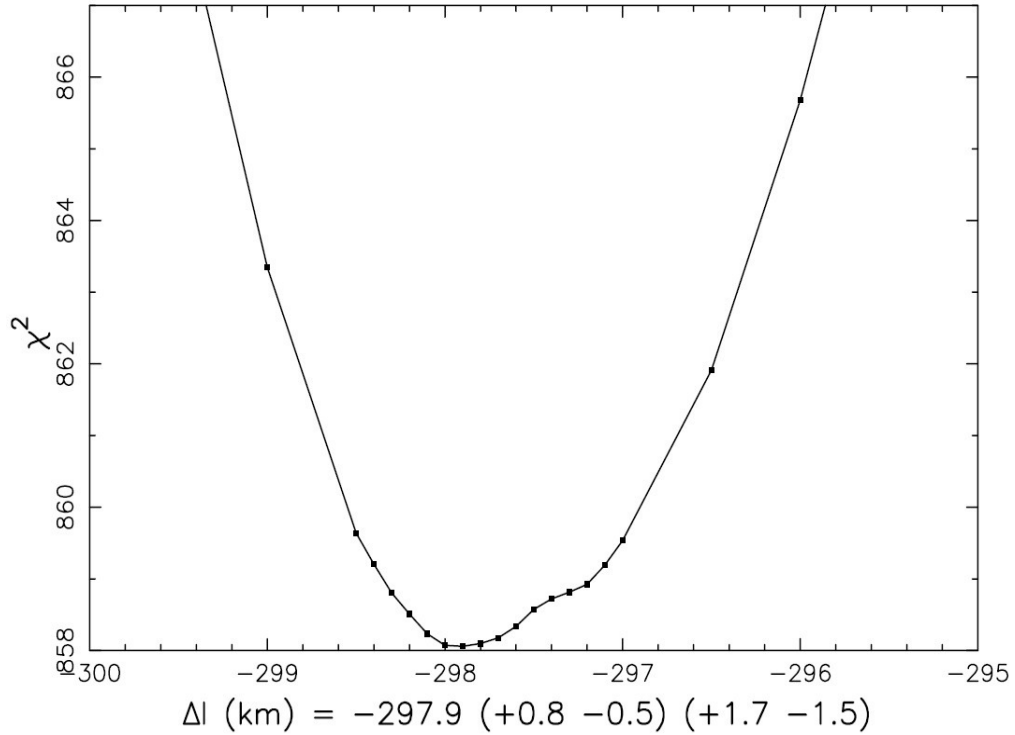


Figura 4.3:  $\chi^2$  para os respectivos valores de  $\Delta l$  usando dados do evento de 18 de Julho de 2012. Com 521 pontos, o mínimo foi obtido para um valor de  $\Delta l$  de  $-298 \text{ } 1\sigma \text{ }^{+0,8}_{-0,5}$  e  $3\sigma \text{ }^{+1,7}_{-1,5}$  km.

& Code (1953) (Eq. 3.11). Como nestas condi es o fluxo ocultado  $\Phi$  é muito próximo do fluxo não ocultado  $\Phi_0$  logo, para  $\Phi_0$  normalizado em 1, a fun o de Baum & Code se torna:

$$\Phi(z) \approx 1 - \exp\left(-\frac{(z - z_{1/2})}{H}\right) \quad (4.2)$$

Assim temos que o fluxo tende exponencialmente à unidade a medida que  $z$  aumenta. Logo, a queda de fluxo  $\exp\left(-\frac{(z - z_{1/2})}{H}\right)$  é rapidamente dominada pelo ruído nesta região, o que explica a instabilidade exponencial do procedimento de inversão, exibido na Figura 4.5, para a região mais exterior da atmosfera. Por isso os perfis obtidos a partir da inversão (imersão e emersão) são confiáveis apenas até a altitude de 1400 km aproximadamente. Como o erro cresce muito a partir deste ponto, passa a ser grande a divergência entre o perfil sintético e os perfis da inversão.



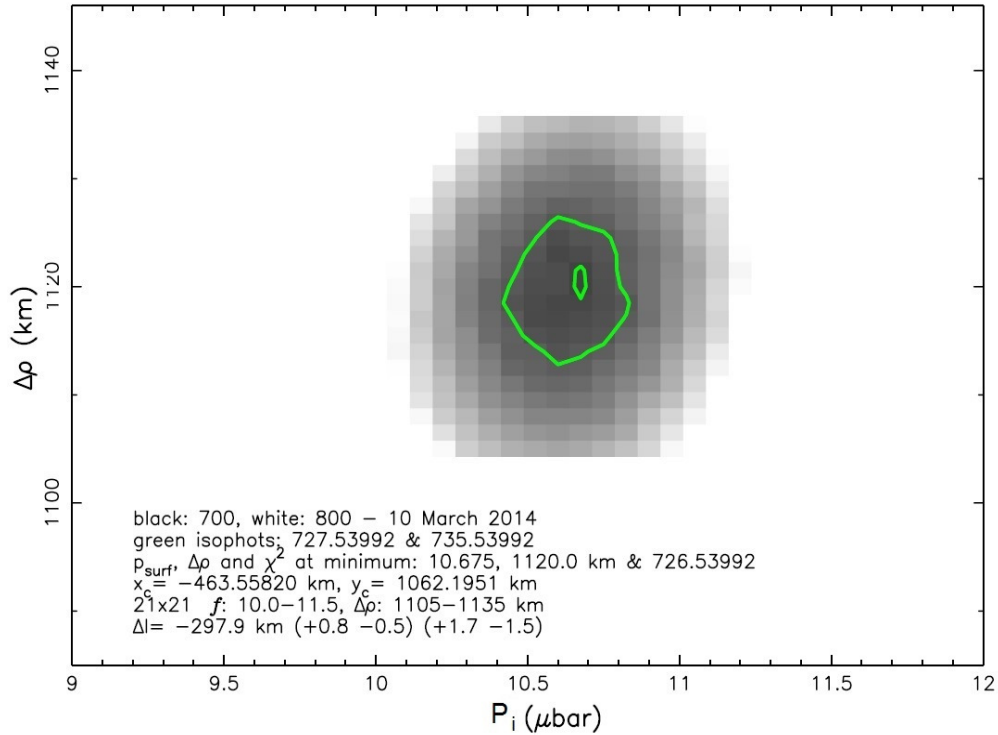


Figura 4.4: Valores usados para determinar a correção em  $\Delta\rho$  com dados do evento de 18 de Julho de 2012. Para cada par de valores  $\Delta\rho$  e  $P_i$  há um correspondente valor de  $\chi^2$  representado pela tonalidade de cinza da caixa no gráfico. Quanto menor o valor de  $\chi^2$  mais escura é a tonalidade de cinza. As linhas verdes representam os valores para  $1\sigma$  e  $3\sigma$ . Com este ajuste o mínimo de  $\chi^2$  foi obtido para  $P_i = P_{1190} = 10,675^{+0,02}_{-0,11} \mu\text{bar}$  e  $\Delta\rho = 1120,0 \pm 2,2 \text{ km}$ .

## 4.2 Análise de erro - Raio da superfície de Plutão

Uma vez determinado o perfil de temperatura é necessário estimar o intervalo de erro do mesmo. Devido a sua construção matemática, esta análise pode ser feita em etapas de forma diferente e independente para cada trecho da atmosfera, começando pela parte mais baixa, próxima à superfície.

Como os raios luminosos mais próximos da superfície são os que sofrem maior desvio, é de se esperar que a região central da sombra esteja relacionada a região mais baixa da atmosfera. Deste modo observa-se uma relação direta entre o fluxo de luz residual da estrela na região próxima ao centro da sombra e o comportamento da atmosfera próximo à superfície. Essa relação é facilmente testada alterando os parâmetros do perfil paramétrico de temperatura apenas na região de forte gradiente térmico (parte linear próxima a superfície) e observando seus efeitos na curva de luz sintética construída a partir do *ray tracing*. Mantendo o fluxo residual fixo (valor nominal) e, variando o gradiente de temperatura, observa-se um “alargamento” na região central, e apenas lá, da curva sintética em

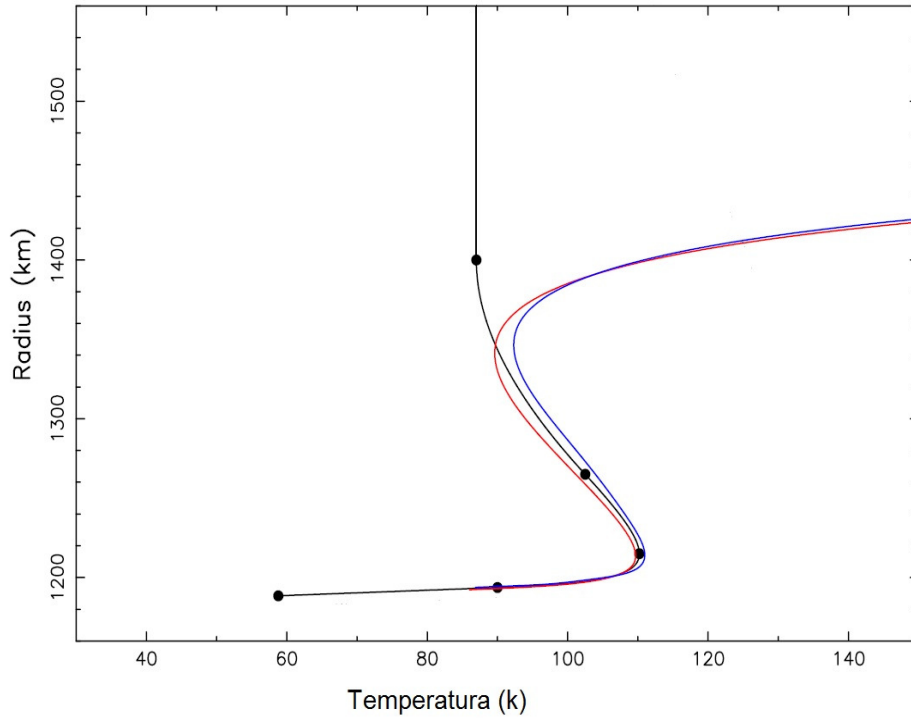


Figura 4.5: Perfil de temperatura sintético acompanhado dos perfis obtidos a partir da inversão da curva do VLT/ESO de 18 de Julho de 2012, onde em vermelho é o perfil obtido com a entrada do evento e azul o perfil obtido com a saída. Vale ressaltar a instabilidade dos perfis invertidos a partir de  $r \sim 1350$  km, próximo do início e fim do evento, onde, a queda de fluxo é dominada pelo ruído, como foi mencionado.

relação a observada (Fig. 4.8). Da mesmo modo, mantendo o gradiente de temperatura fixo e alterando o fluxo de base (Plutão + Caronte) observa-se novamente mudanças na curva sintética em relação a observada (Fig. 4.9).

Assim a análise de erro para o perfil de temperatura próximo à superfície, é feita a partir do erro no fluxo de luz residual da estrela próximo a região central da sombra. Como descrito no capítulo 2, foi realizado todo um procedimento fotométrico para obter a soma do fluxo de Plutão e Caronte ( $\varphi$ ), de modo a isolar a contribuição referente à luz da estrela desviada pela atmosfera para dentro da sombra. O valor normalizado de  $\varphi = 0,1548 (\pm 0,009)$  foi usado como base de referência a partir do qual, qualquer fluxo de luz, seria atribuído à estrela ocultada.

Desta forma, usando o valor de  $\varphi + \text{erro}(\varphi)$  e  $\varphi - \text{erro}(\varphi)$  e, mantendo o restante do perfil de temperatura fixo, o gradiente de temperatura foi alterado para cada caso (bem como a temperatura inicial  $T_1$ ), até que novamente se minimizasse o  $\chi^2$  entre a curva de luz observada e a curva sintética produzida pelo *ray tracing*. Com isso, foi obtido o intervalo de erro para o perfil de temperatura na região próxima a superfície (Fig. 4.6).

Para o restante do perfil, o intervalo de erro é estimado variando sua forma, produzindo uma nova curva sintética e analisando o valor do  $\chi^2$  do ajuste da curva sintética, em relação

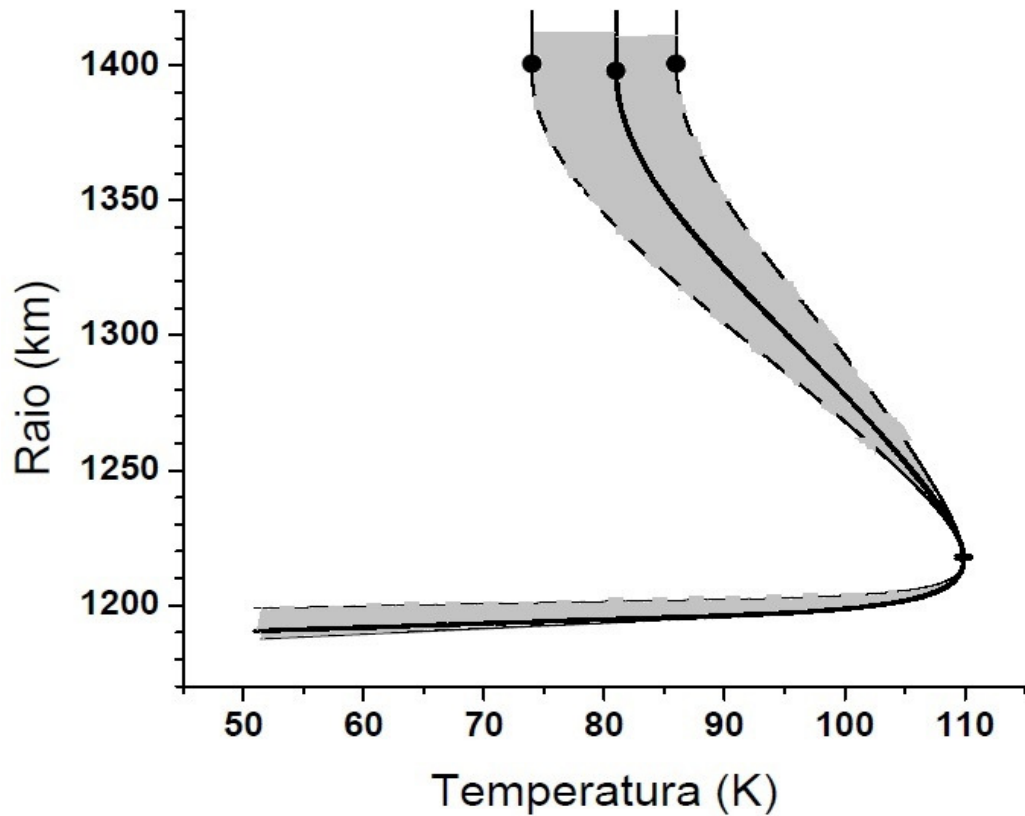


Figura 4.6: Perfil paramétrico de temperatura (linha preta) acompanhado dos respectivos intervalos de erro (região cinza). Para  $r < r(T_{max})$ : Linhas tracejadas representam os perfis obtidos mantendo o restante do perfil fixo e refazendo o ajuste do gradiente de temperatura para valores de  $\varphi = 0,1458$  e  $\varphi = 0,1638$ . Para  $r > r(T_{max})$ : Linhas tracejadas representam perfis obtidos a partir do ajuste da curva sintética à curva observada  $\pm 1\sigma$ .

à curva observada. Mantendo o limites de  $\pm 1\sigma$  para  $\chi^2$  do ajuste, isto é, considerando o domínio em que  $\chi^2 < \chi^2_{min} + 1$ , temos os intervalos de erro estimados para toda a extensão vertical do perfil (Fig. 4.6). A Tabela 2.1 traz os parâmetros obtidos para o perfil de temperatura.

Perfil de Temperatura			
$T_{sup}$	37,0	$^{+0,05}_{-0,40}$	K
$\frac{dT}{dr} T_{sup} \rightarrow T_{max}$	6,8	$^{+0,2}_{-1,8}$	K/km
$T_{max}$	109,9	$^{+0,1}_{-0,1}$	K
$\frac{dT}{dr} T_{max} \rightarrow T_{iso}$	-0,16	$^{+0,04}_{-0,03}$	K/km
$T_{iso}$	81	$^{+6,0}_{-6,0}$	K

Tabela 4.1: Parâmetros finais obtidos para o perfil de temperatura observado, acompanhado dos respectivos erros Fig. 4.6.

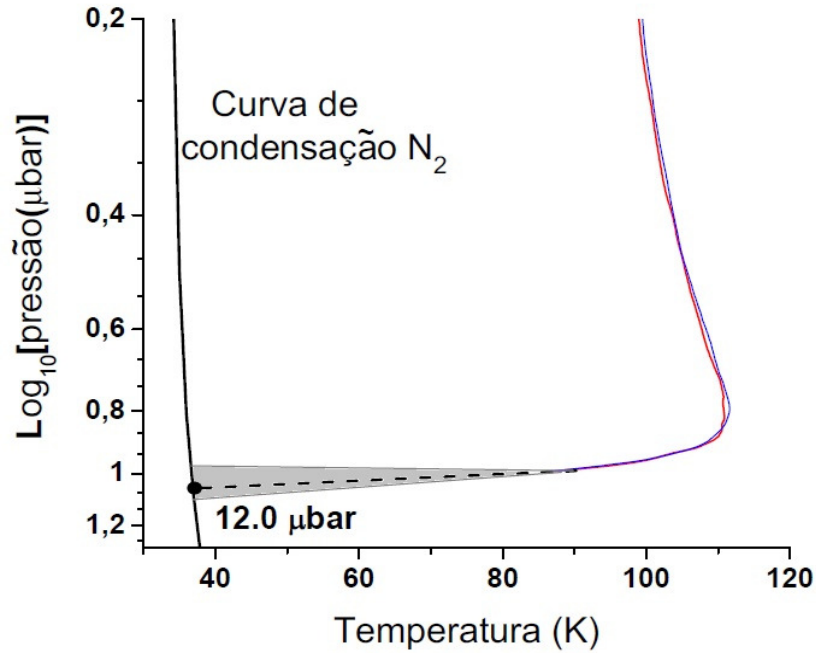


Figura 4.7: Diagrama  $T \times \log_{10}(P)$ . Curva de condensação do  $N_2$ , em preto, com os perfis de temperatura em função da pressão obtidos da inversão, em vermelho (entrada) e azul (saída). Extrapolando a região linear do perfil, obtém-se o ponto da superfície de Plutão. A região cinza representa a margem de erro determinada pelos erros no gradiente de temperatura, próximo da superfície.

A partir da extrapolação da parte linear do perfil de temperatura próximo à superfície, é possível estimar a posição precisa da mesma. Para isso, combina-se o perfil de temperatura em função da pressão (ao invés da altitude) com a curva de condensação no espaço  $(T, P)$  do nitrogênio, que é o elemento mais abundante na atmosfera de Plutão (Fray & Schmitt 2009). Extrapolando o perfil de temperatura versus pressão até que o mesmo cruze a curva de condensação (Fig. 4.7), temos o valor da pressão e temperatura no ponto estimado como sendo a superfície. Usando o gradiente de temperatura na região próxima a superfície, determinamos o valor do raio para essa temperatura.

Fazendo isso para o perfil nominal e os dois extremos do seu intervalo de erro, obtém-se o valor de raio de superfície  $r_{sup} = 1188,4^{+9}_{-4}$  km com uma pressão superficial de  $P_{sup} = 12,0^{+0,4}_{-2,5}$  μbar, concordando com os intervalos de 6-24 μbar para pressão superficial e  $\sim 1159 - 1182$  km para o raio, obtidos em Lellouch *et al.* (2009). Para a temperatura superficial, tem-se o valor determinado de  $T_{sup} = 37,0^{+0,05}_{-0,4}$  K, que também condiz com o intervalo de 35-37 K estimado por Stern *et al.* (1993). A Tabela 2.2 traz um sumário dos resultados.

Deste modo, fica determinado o raio da superfície de Plutão a partir do perfil de temperatura, e seu intervalo de erro. Vale notar que esta determinação assume que não há nenhuma troposfera profunda abaixo do raio de 1188 km determinado acima. Lellouch *et al.* (2009) examinaram tal possibilidade (veja Figs. 4 e 5 do artigo), onde um gradiente

Resultados		
$\Delta l$	$-298,0$	$^{+0,8}_{-0,5}$ km
$\Delta \rho$	$1120,0$	$^{+2,2}_{-2,2}$ km
$\Delta x_c$	$-463,6$	$^{+0,8}_{-0,5}$ km
$\Delta y_c$	$1062,2$	$^{+2,2}_{-2,2}$ km
$r_{sup}$	$1188,4$	$^{+9}_{-4}$ km
$P_{sup}$	$12,0$	$^{+0,4}_{-2,5}$ $\mu\text{bar}$
$\varphi^1$	$10,1548$	$^{+0,09}_{-0,09}$ -

*Nota.* <sup>1</sup>Para o evento de 18 de Julho de 2012 - banda H (infravermelho) - VLT/NACO.

Tabela 4.2: Valores para correção astrométrica da posição de Plutão, raio de superfície, pressão superficial e fluxo de luz normalizado de Plutão + Caronte, obtidos a partir da combinação das ocultações estelares de Plutão de 18 de Julho de 2012 e 4 de Maio de 2013.

negativo de temperatura poderia ser mantido por convecção ou por nitrogênio saturado. Essa hipótese se mostrou pouco provável, uma vez que tal troposfera criaria cruzamento de raios visíveis na curva de luz (*spikes*) e que não foram detectados nos eventos observados.

Analisando a Figura 4.6 nota-se que, mesmo com o intervalo de erro, a existência de um gradiente de temperatura negativo, entre 1210 e 1400 km, é evidente. No capítulo a seguir serão feitas considerações acerca deste comportamento.

PLUTÃO - 18 de Julho de 2012 - Paranal - VLT/ESO

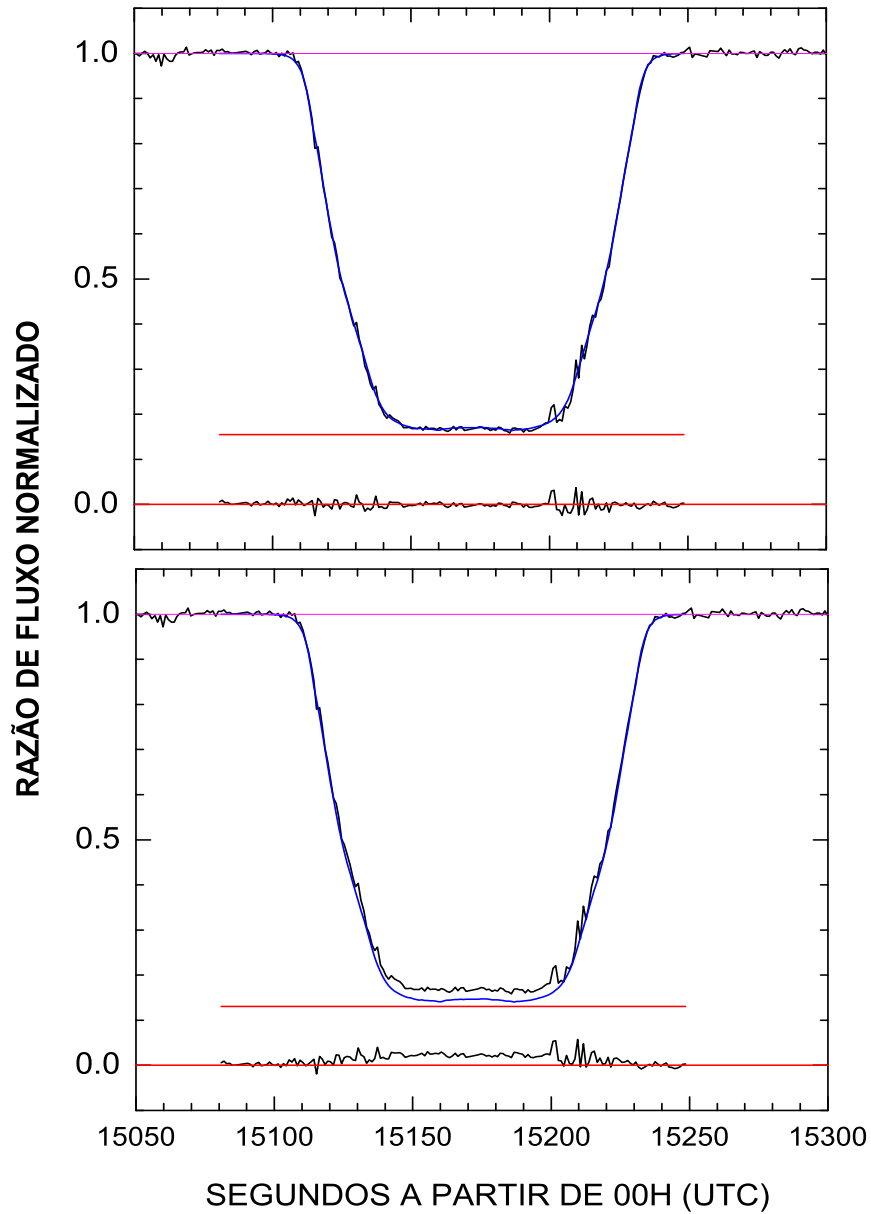


Figura 4.8: Curvas de luz observadas (preto) acompanhadas das respectivas curvas sintéticas (azul) obtidas a partir do *ray tracing* para explicitar a relação entre a curva sintética na região central com o gradiente de temperatura próximo à superfície e o fluxo de referência (Plutão + Caronte). O traço vermelho próximo às bases representa o valor do fluxo de referência ( $\varphi = 0,1548$ ). A diferença entre as curvas, no sentido observado - calculado, para cada gráfico é representada pela curva preta próximo a linha vermelha no nível zero. O gráfico superior traz uma curva sintética gerada a partir do perfil de temperatura obtido com o ajuste com gradiente de temperatura nominal de  $\frac{\partial T}{\partial r} = 6,8$  K/km. Já o gráfico inferior traz uma curva sintética gerada a partir do perfil de temperatura com gradiente térmico igual a  $\frac{\partial T}{\partial r} = 3,4$  K/km, valor este exageradamente menor para maximizar o efeito na curva sintética e a melhorar a visualização da influência do gradiente térmico nesta região da curva. Para facilitar a visualização da comparação entre as curvas, a curva observada foi suavizada tomando intervalos de 5 pontos (1 segundo) para ambos os casos.

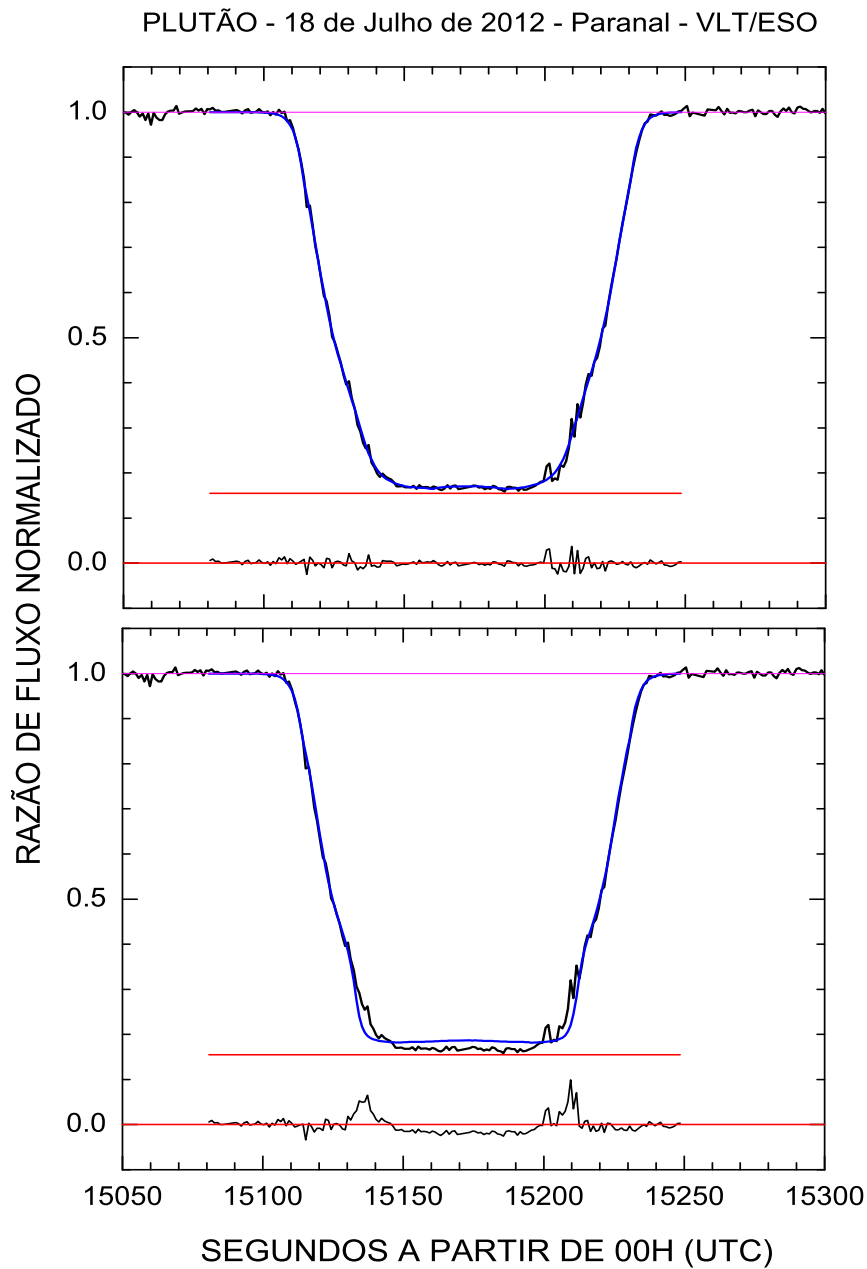


Figura 4.9: Curvas de luz observadas (preto) acompanhadas das respectivas curvas sintéticas (azul) de forma análoga à Figura 4.8. O gráfico superior traz uma curva sintética gerada para um valor referência do fluxo de Plutão + Caronte de  $\varphi = 0,1548$ . Já o gráfico inferior traz uma curva sintética gerada para um valor referência do fluxo de Plutão + Caronte de  $\varphi = 0,1348$ , novamente escolhido de modo a maximizar o efeito provocado e possibilitar clara visualização da sua influência na curva sintética. Para facilitar a visualização da comparação entre as curvas, a curva observada foi suavizada tomando intervalos de 5 pontos (1 segundo) para os dois casos.

# Capítulo 5

## Discussão e Conclusão

### 5.1 Discussão dos Resultados

A partir dos perfis de temperatura e pressão, combinados com assinaturas químicas obtidas em outros estudos, é possível fazer considerações acerca da composição química, e do arranjo físico-químico da atmosfera (taxas de misturas e processos físicos de resfriamento e aquecimento). Desde sua descoberta, diversos modelos tentam explicar os perfis de temperatura e pressão obtidos para a atmosfera de Plutão, através de simulações envolvendo diferentes misturas químicas e transportes físicos de calor como emissão/absorção radiativa, condução e convecção.

Modelos radiativos-condutivos da atmosfera de Plutão foram desenvolvidos inicialmente por Yelle & Lunine (1989), Hubbard *et al.* (1990) e Lellouch (1994), principalmente com o intuito de explicar características então recém-descobertas como, a região superior (Fig. 4.1) quente ( $\sim 80 - 100$  K) e o elevado gradiente de temperatura próximo à superfície. Estes estudos utilizaram uma descrição simplificada das propriedades de aquecimento/resfriamento da atmosfera do planeta anão, propostas por Yelle & Lunine (1989), com o aquecimento por absorção radiativa na banda de  $3,3 \mu\text{m}$  do metano ( $\text{CH}_4$ ) e o resfriamento por emissão na sua banda de  $7,6 \mu\text{m}$ , ambos ocorrendo em condições sem equilíbrio termodinâmico local (não-ETL). Lellouch (1994), com base na abundância, então estimada, de CO ( $10^{-4}$  a  $10^{-3}$ ), foi o primeiro a sugerir que um resfriamento adicional devido à emissão, com equilíbrio termodinâmico local, a partir das linhas de rotação de CO, era importante. Estes estudos foram atualizados com o modelo muito mais extenso de Strobel *et al.* (1996). Como a composição da atmosfera de Plutão, bem como as condições de superfície (raio e pressão), eram largamente irrestritas, Strobel *et al.* exploram diversas combinações de pressão de superfície e taxas de mistura de metano, incluindo o efeito de resfriamento do CO. Em geral estes modelos foram razoavelmente bem sucedidos em explicar o elevado gradiente de temperatura próximo da superfície, embora (i) ajustar gradientes de  $10\text{-}20$  K/km requiriria empurrar os modelos até seus limites,



isso é, a proporção de mistura de metano de 3,6% confinado próximo à superfície, e uma pressão superficial de 3  $\mu$ bar e (ii) os modelos tendiam a superestimar a temperatura da atmosfera superior ( $\sim 130$  K ao invés de 80 - 100 K ).

A disponibilidade de novas restrições observacionais quantitativas sobre a composição ( $\text{CH}_4 \sim 0,5\%$  e  $\text{CO} \sim 0,05\%$ ) e estrutura próxima à superfície (profundidade de uma troposfera hipotética, raio e pressão de superfície) da atmosfera de Plutão, a partir de observações no infravermelho próximo (Lellouch *et al.* (2009) e Lellouch *et al.* (2011b)), levou a um ressurgimento dos modelos de Strobel *et al.* (1996) (ver também Zalucha *et al.* (2011a), Zalucha *et al.* (2011b), Zhu *et al.* (2014)). Atualizações do modelo incluíram novas estimativas da transferência de energia vibracional, com base em medições de laboratórios recentes de taxas de relaxamento colisional (Siddles *et al.* (1994), Boursier *et al.* (2003)), bem como a introdução de um regime parametrizando os processos de convecção e mistura turbulenta. Com o modelo atualizado, Zalucha *et al.* (2011a) explorou o efeito da gama de parâmetros permitida pelas observações recentes (proporções de mistura de  $\text{CH}_4$  e  $\text{CO}$ , valores da pressão e do raio da superfície), assumindo uma mistura vertical uniforme de  $\text{CH}_4$  e  $\text{CO}$ , o que foi recentemente demonstrado em Lellouch *et al.* (2014), ser o caso para o  $\text{CH}_4$  nos primeiros  $\sim 25$  km de atmosfera . Cálculos radiativo-convectivos foram então, acoplados a um modelo de geração de curvas de luz sintéticas de ocultações para a comparação direta com as observações. O estudo foi ampliado por Zalucha *et al.* (2011b) para incluir uma suposta troposfera.

Apesar de algumas mudanças pequenas, os modelos de Zalucha *et al.* (2011a) e Zalucha *et al.* (2011b) confirmam as características essenciais dos modelos anteriores de Lellouch (1994), que são um forte gradiente de temperatura próximo à superfície seguido por um comportamento quase isotérmico. A temperatura próximo a 1215 km (estratopausa), de alguma forma, ainda é muito alta ( $\sim 120$  a  $125$  K) em Zalucha *et al.* (2011a). Os modelos, quando o fazem, apresentam apenas um fraco gradiente negativo de temperatura acima deste nível, tipicamente em torno de  $\sim -5$  K de queda ao longo de 300 km em altitude para uma proporção de  $5 \times 10^{-4}$  de mistura de  $\text{CO}$ . Este comportamento é bem diferente do perfil derivado das observações deste trabalho onde se observa uma queda de cerca de 30 K ao longo de 150 km, entre 30 e 180 km, ou seja,  $\frac{\partial T}{\partial r} \sim -0,2$  K/km (Fig. 4.6). De fato, o perfil aqui obtido é notavelmente semelhante ao calculado por Zalucha *et al.* (2011a) para o caso de uma proporção de mistura de  $\text{CO}$ , 40 vezes maior, ou seja, de  $200 \times 10^{-4}$  (Fig. 8 do artigo). Porém, este cenário está em desacordo com medidas diretas da abundância de  $\text{CO}$  (Lellouch *et al.* 2011b), o que sugere que há uma outra fonte de resfriamento agindo na região.

Uma sugestão interessante para esta fonte de resfriamento é a presença de  $\text{HCN}$ . Através da radiação em suas intensas linhas de rotação, o  $\text{HCN}$  é o principal agente refrigerador na alta atmosfera de Titã, onde a sua proporção de mistura é tipicamente  $2 \times 10^{-4}$  em 1100 km (Vuitton *et al.* 2007), fazendo com que ele compense as taxas de

aquecimento devido a incidência de UV solar (Yelle *et al.* 1991). No caso da atmosfera de Plutão, o HCN ainda não foi detectado, mas sua presença é esperada a partir da associação fotoquímica presente em uma atmosfera do tipo N<sub>2</sub>-CH<sub>4</sub>.

Obviamente, uma reavaliação completa dos modelos atmosféricos de Plutão está além do escopo deste trabalho. A proposta aqui é de apenas recalcular as taxas de resfriamento do CO para o nosso perfil de temperatura, e também examinar a possibilidade de um resfriamento por HCN, para tentar sugerir uma possível causa para o gradiente negativo observado. Previsões de modelos fotoquímicos levam à uma ampla gama de valores das proporções de mistura do HCN (10<sup>-8</sup> a 10<sup>-3</sup>) no N<sub>2</sub> (Summers *et al.* (1997), Lara *et al.* (1997), Krasnopolsky & Cruikshank (1999)), isto devido principalmente, ao fato de que alguns modelos, ditos mais “otimistas”, não consideraram que, sob baixas temperaturas (< 100 K), a condensação do HCN atmosférico deva ocorrer. Aqui, nós consideramos nominalmente casos em que a abundância do HCN é limitada pela lei de saturação (Fray & Schmitt 2009), mas também simulamos um caso com HCN uniformemente misturado, uma vez que a supersaturação pode ser possível em uma atmosfera limpa e tênue como a de Plutão.

A taxa de resfriamento numa determinada altitude  $z$  é dada por (Lellouch 1994):

$$\Theta_r(z) = 4\pi N_{sub}(z) \int B_\nu(T(z)) k_\nu E_2(\tau_\nu) d\nu \quad (5.1)$$

onde  $N_{sub}$  é a densidade molecular da substância em questão,  $T$  é a temperatura,  $k_\nu$  e  $\tau_\nu$  os coeficientes de absorção e opacidade zenital na frequência  $\nu$ ,  $B_\nu(T(z))$  é a função de Planck de radiação de corpo negro e  $E_2(\tau)$  é a chamada integral exponencial para  $s = 2$ , definida como (Vetterling, Teukolsky & Press 1985):

$$E_s(x) = \int_1^\infty \frac{e^{-xt}}{t^s} dt \quad (5.2)$$

Normalmente se integra a Equação 5.1 para todo o intervalo térmico do espectro eletromagnético, porém, devido a baixa temperatura na atmosfera de Plutão, é suficiente integrar para frequências onde a função de Planck não é desprezível (0 a  $\sim 10^{12}$  Hz), ou seja, para radiação com comprimentos de onda no intervalo milimétrico e submilimétrico (infravermelho). O cálculo das taxas de resfriamento foi feito, tanto para o perfil de temperatura deste trabalho quanto para um perfil sem região de gradiente negativo (estratopausa) que foi adotado por Lellouch *et al.* (2009) e Lellouch *et al.* (2011b), e será referido como T11 (Fig. 5.1).

Os cálculos foram feitos em colaboração com Emmanuel Lellouch do Observatoire de Paris e os resultados destes cálculos são apresentados nas Figuras 5.2, 5.4 e 5.5 com um raio de superfície de 1184 km. A Figura 5.2 mostra os perfis de mistura para diferentes

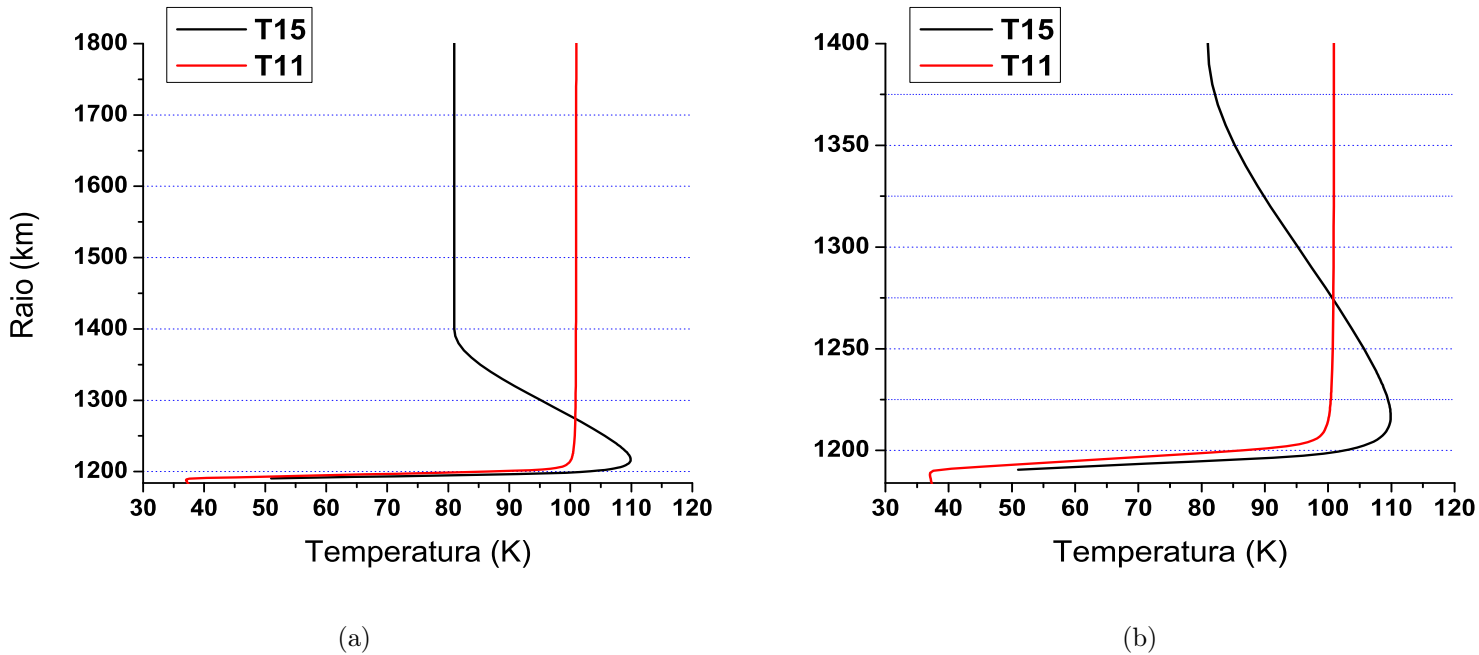
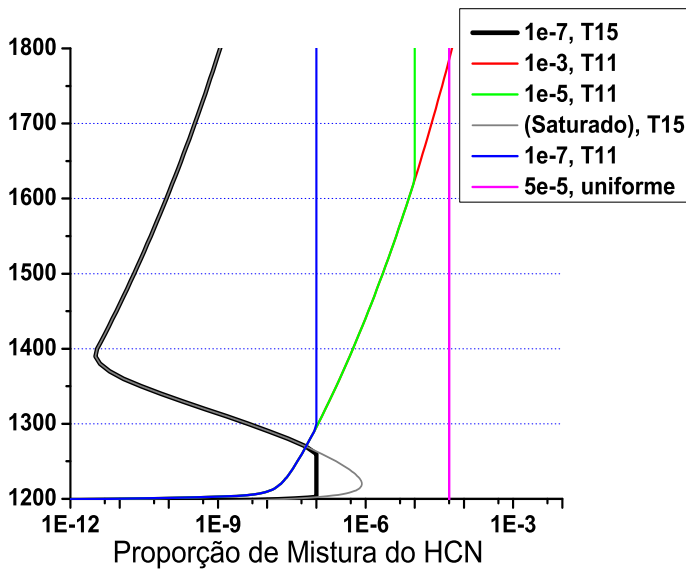


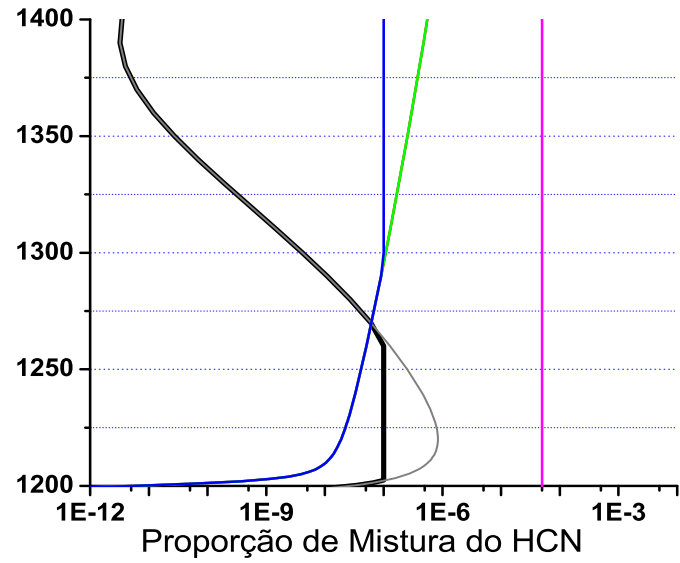
Figura 5.1: Perfis de temperatura usados para os cálculos de razão de mistura do HCN e taxas de resfriamento do HCN e CO. Em preto, o perfil obtido neste trabalho representado por T15 e em vermelho o perfil adotado em Lellouch *et al.* (2011b), representado por T11. Os perfis estão representados para duas escalas de altitude: a) de 1200 a 1800 km, para uma visão geral dos perfis na atmosfera e b) de 1200 a 1400 km para uma análise mais detalhada da região do gradiente negativo.

proporções de HCN. Usando o regime de temperatura do perfil T11, temos as 3 curvas: vermelha, verde e azul, que possuem abundância molecular de  $10^{-3}$ ,  $10^{-5}$  e  $10^{-7}$ , respectivamente, e são limitadas inferiormente pela saturação em níveis mais profundos na atmosfera. Já para o regime de temperatura do perfil deste trabalho (representado por T15), temos as curvas cinza e preta que indicam que, para as temperaturas significativamente mais baixas deste perfil térmico o HCN está limitado pela saturação por quase toda atmosfera, exceto em uma pequena região entre 1204 km e 1264 km, para uma proporção de mistura do HCN de  $10^{-7}$ . A curva rosa representa o caso hipotético de uma proporção de mistura uniforme de  $5 \times 10^{-5}$ , isto é, não limitada pela saturação, para o HCN.

As figuras 5.4 e 5.5 trazem as taxas de resfriamento do CO e HCN, para os dois perfis de temperatura T11 e T15, respectivamente. Para o HCN foram calculadas as taxas de resfriamento para as 6 proporções de mistura da Figura 5.2. Já para o CO, as taxas de resfriamento foram calculadas para duas proporções de mistura: (i)  $5 \times 10^{-5}$ , que é o valor “nominal” estimado por Lellouch *et al.* (2011b) para a atmosfera de Plutão, e (ii)  $200 \times 10^{-5}$  (ou seja, 40 vezes o valor nominal) que é o valor calculado por Zalucha *et al.* (2011a) necessário para reproduzir um perfil de temperatura com gradiente semelhante ao deste trabalho. Embora Zalucha *et al.* (2011a) e Zalucha *et al.* (2011b) não mostrem suas taxas de resfriamento, o cálculo feito aqui para o CO pode ser comparado à Fig. 5a



(a)



(b)

Figura 5.2: Perfis de proporção de mistura do HCN para os dois regimes de temperatura (T11 e T15). As curvas vermelha, verde e azul fazem uso do perfil térmico T11, têm proporções de HCN de  $10^{-3}$ ,  $10^{-5}$  e  $10^{-7}$ , respectivamente, na atmosfera superior, e são limitados pela saturação em níveis progressivamente mais profundos. As curvas preta e cinza fazem uso do perfil térmico deste trabalho (T15). As temperaturas mais baixas neste perfil térmico fazem com que o HCN seja limitado pela saturação durante toda atmosfera, exceto numa região limitada entre 1200 a 1260 km, com uma proporção de mistura de HCN =  $10^{-7}$ . A curva rosa mostra o caso hipotético de uma concentração de HCN de  $5 \times 10^{-5}$  e uniforme, ou seja, não limitada pela saturação. Os perfis estão representados para duas escalas de altitude: a) de 1200 a 1800 km, para uma visão geral dos perfis na atmosfera e b) de 1200 a 1400 km, para uma análise mais detalhada da região do gradiente negativo.

de Zhu *et al.* (2014) (Fig. 5.3) mostrando acordo razoável.

Na Figura 5.4 (perfil térmico T11) temos a taxa de resfriamento do CO na proporção de mistura nominal ( $5 \times 10^{-5}$ ), na proporção 40 vezes maior, calculada por Zalucha *et al.* (2011a) como necessária para produzir o gradiente térmico de  $-0,2$  K/km, e do HCN nas proporções indicadas na Figura 5.4. Nota-se que a taxa de resfriamento do HCN supera a do CO nominal (curva preta) apenas quando a proporção de HCN excede  $\sim 10^{-6}$  (curva verde, por exemplo) e, mesmo assim apenas para faixas de altitude acima de 400 km (ou seja, para raio acima de 1550 km), fora da região de interesse entre 30 e 180 km de altitude, onde ocorre o gradiente negativo de temperatura. Logo o HCN, nestas concentrações e condições, não seria o responsável pelo resfriamento necessário. Apenas o caso hipotético do HCN supersaturado e, portanto, homogêneo com proporção fixa de  $5 \times 10^{-5}$  (curva cinza) é capaz de reproduzir a taxa de resfriamento equivalente a do CO em proporção de  $200 \times 10^{-5}$  (curva magenta).

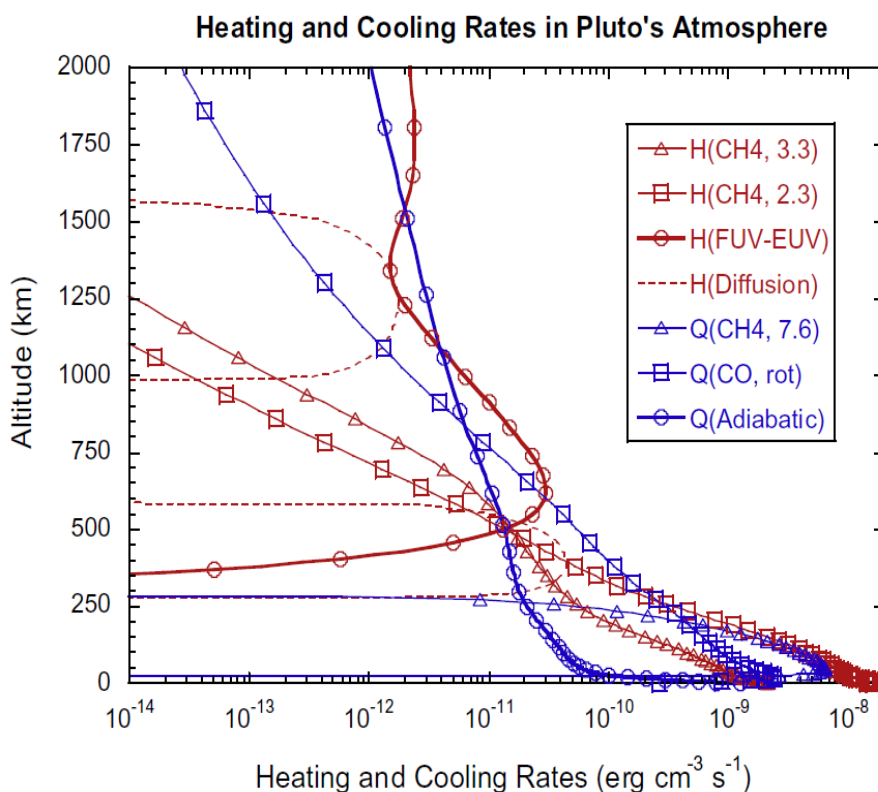


Figura 5.3: Figura 5a do artigo de Zhu *et al.* (2014) com a qual foi comparada a taxa de resfriamento do CO calculada neste trabalho. A curva usada para comparação é a indicada por (CO, rot) e representa a taxa de resfriamento do CO na concentração nominal de  $5 \times 10^{-5}$

Agora, assumindo o perfil de temperatura T15, a Figura 5.5 mostra as taxas de resfriamento do CO em proporção nominal ( $5 \times 10^{-5}$ ) e 40 vezes maior, e do HCN nas proporções da Figura 5.4. Aqui o HCN saturado (curva rosa) supera o CO nominal (curva preta) em resfriamento, apenas em uma pequena região entre 30 e 80 km (Fig 5.5b), sendo, portanto, incapaz de produzir o resfriamento equivalente ao do CO com proporção de  $200 \times 10^{-5}$  (curva verde). Novamente esta taxa de resfriamento é reproduzida apenas pelo HCN com proporção de  $5 \times 10^{-5}$  e homogêneo.

Assim, para explicar o gradiente negativo de temperatura acima de 30 km indicado pelo perfil deste trabalho com HCN é preciso assumir que ele não é limitado por saturação.

Embora uma reavaliação completa dos modelos radiativos possa ser necessária, podemos concluir com este exercício que não existe um “culpado” óbvio para o gradiente de  $\sim -0,2$  K/km ao longo de 30-200 km de altitude. De acordo com os cálculos da Zalucha *et al.* (2011a), quantidades de CO compatíveis com as observações diretas de Lellouch *et al.* (2011b) fornecem um resfriamento insuficiente. Mostramos aqui que o HCN pode ser um agente de refrigeração alternativo eficiente, mas somente se ele estiver presente na atmosfera de Plutão em quantidades muito superior às expectativas devido a condensação. Medidas diretas de limites superiores para o HCN a partir do ALMA ou, quem sabe, do

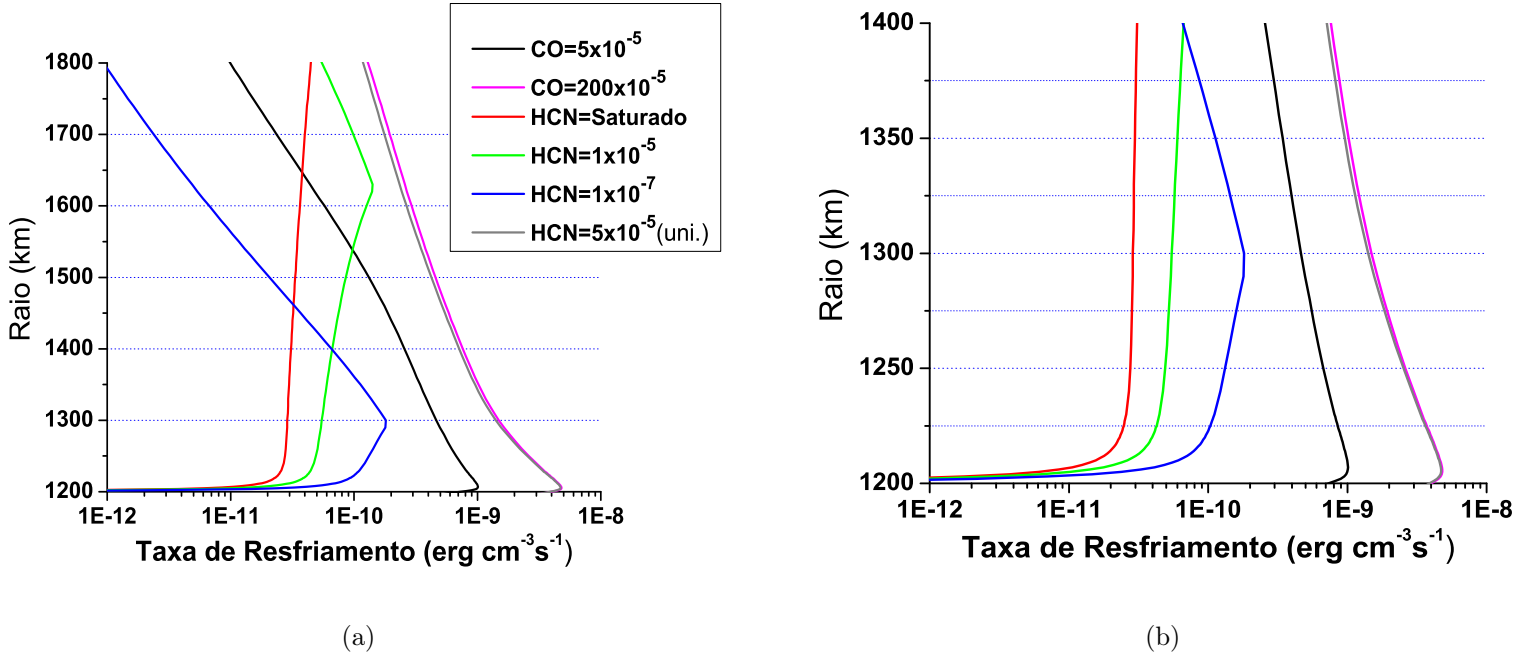


Figura 5.4: Taxa de resfriamento para o regime de temperatura do perfil T11. As curvas vermelha, verde e azul representam as taxas de resfriamento para proporções de HCN de  $10^{-3}$ ,  $10^{-5}$  e  $10^{-7}$ . As curvas preta e rosa são as taxas de resfriamento do CO para proporções nominal ( $5 \times 10^{-5}$ ) e 40 vezes a nominal ( $200 \times 10^{-5}$ ), e a curva cinza é a taxa de resfriamento para  $5 \times 10^{-5}$  de HCN uniforme (sem saturação). Os perfis estão representados para duas escalas de altitude: a) de 1200 a 1800 km para uma visão geral dos perfis na atmosfera e b) de 1200 a 1400 km para uma análise mais detalhada da região do gradiente negativo.

espectrômetro UV (ALICE) da sonda New Horizons podem jogar uma nova luz sobre esta questão.

## 5.2 Conclusão

Neste trabalho foi apresentado um estudo feito acerca da atmosfera de Plutão, usando dados de ocultações estelares recentes. A partir dos dados de dois eventos observados, entre outros, pelo VLT/ESO, e de um procedimento de redução iterativo que permitiu a combinação destes dados de modo a aproveitar o melhor de cada evento, foi obtido um perfil de temperatura com grande precisão em forma e posicionamento vertical ( $\sim 1$  km) (Fig. 4.6), além do raio preciso da superfície de Plutão, bem como a pressão e temperatura no mesmo (Fig. 4.7). Mais precisamente, este trabalho mostra que o gradiente de temperatura na parte inferior do perfil  $T(r)$  é de  $\frac{\partial T}{\partial r} = 6,8_{-1,8}^{+0,2}$  K/km. Extrapolando este gradiente até a curva de saturação do nitrogênio, obtém-se um raio de Plutão de  $r_{sup} = 1188,4_{-4}^{+9}$  km. Isso supõe que não existe troposfera em contato com a superfície do planeta-anão. Tal troposfera é pouco provável, uma vez que não é observada a pre-

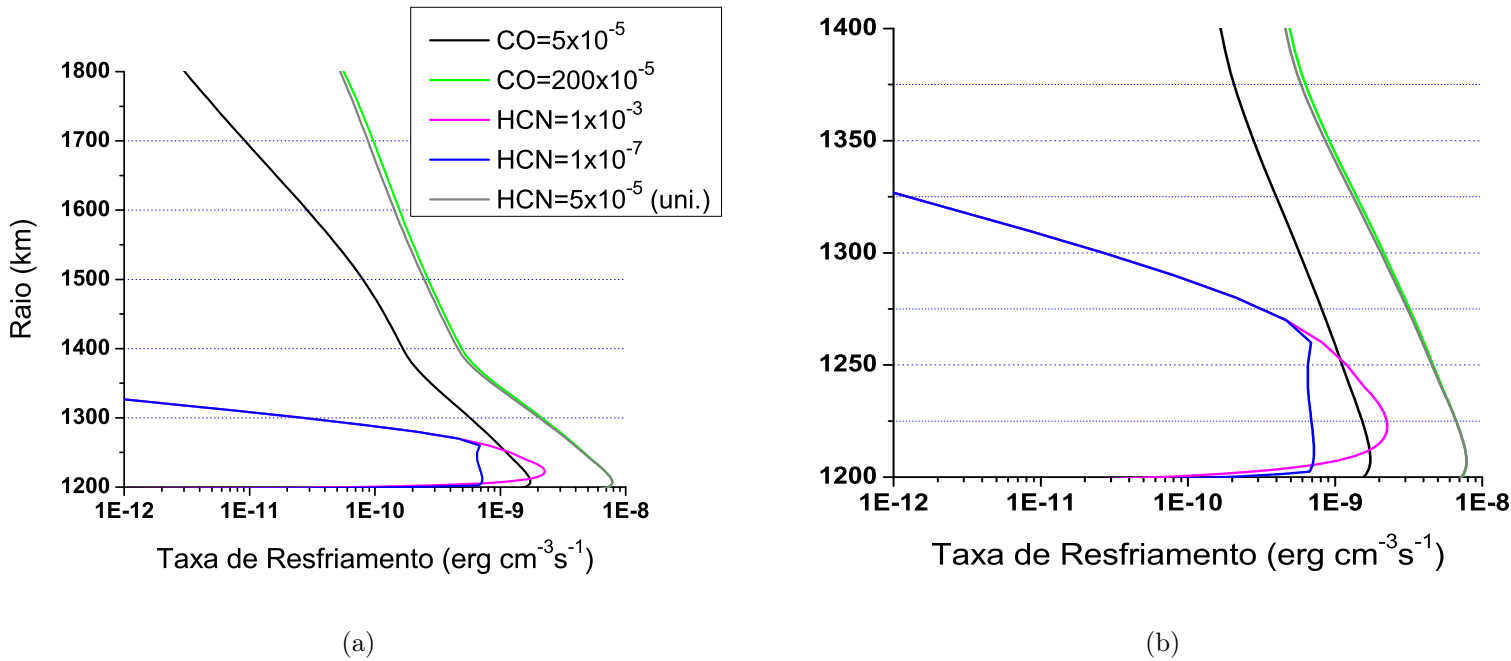


Figura 5.5: Taxa de resfriamento para o regime de temperatura do perfil T15. As curvas rosa e azul representam as taxas de resfriamento para proporções de HCN de  $10^{-3}$  (saturado),  $10^{-7}$  respectivamente. As curvas preta e verde são as taxas de resfriamento do CO para proporções nominal ( $5 \times 10^{-5}$ ) e 40 vezes a nominal ( $200 \times 10^{-5}$ ), e a curva cinza é a taxa de resfriamento para  $5 \times 10^{-5}$  de HCN uniforme (sem saturação). Os perfis estão representados para duas escalas de altitude: a) de 1200 a 1800 km, para uma visão geral dos perfis na atmosfera e b) de 1200 a 1400 km, para uma análise mais detalhada da região do gradiente negativo.

sença de cáustica na curva de luz (ver mais detalhes em Lellouch *et al.* (2009)). O raio obtido, assumindo um corpo esférico, fornece uma estimativa para a densidade de Plutão de  $\rho = 1,85^{+0,02}_{-0,04}$  g/cm<sup>3</sup>, uma vez que sua massa é estimada em  $M = 1,304 \pm 0,006 \times 10^{22}$  kg (Tholen *et al.* 2008) resultando em  $GM = 8,707 \times 10^{11}$  m<sup>3</sup>·s<sup>-1</sup>, com  $G$  sendo a constante gravitacional. Essa densidade, é significativamente menor que a calculada por Tholen *et al.* (2008) de  $\rho = 2,06$  g/cm<sup>3</sup>, baseada em uma estimativa para o raio de 1147 km (Tholen & Buie 1990). O valor obtido neste trabalho, se aproxima da densidade de Caronte ( $GM = 1,013 \times 10^{11}$  m<sup>3</sup>·s<sup>-1</sup>),  $\rho = 1,63$  g/cm<sup>3</sup>, sugerindo uma maior quantidade de gelo de água no interior do planeta-anão, que a previamente estimada.

O perfil de temperatura obtido mostrou um comportamento que sugere um gradiente negativo significativo de temperatura de cerca de -0,2 K/km, entre as altitudes de 30-180 km. Este comportamento implica em novas considerações acerca da presença possível de componentes químicos na atmosfera do planeta anão como o HCN, e levanta importantes questões sobre os processos físico-químicos na atmosfera e os modelos usados para descrevê-la. Estes resultados, que estão compilados em um artigo em fase final de preparação, mostram a eficiência da técnica de ocultações estelares para estudar atmosfera

de objetos distantes, tanto de forma singular quanto em um contexto mais amplo, onde dados podem ser combinados ao longo do tempo para se obter um panorama geral da evolução temporal das características físicas do objeto. Neste contexto a visita iminente da sonda New Horizons ao sistema de Plutão, prevista para julho de 2015, trará novas e excitantes informações que responderão muitas questões e levantarão tantas outras. As respostas ajudarão a aprimorar modelos que serão de grande utilidade para estudos futuros destinados a responder as novas questões levantadas.



# Referências Bibliográficas

ASSAFIN, M.; VIEIRA-MARTINS, R.; BRAGA-RIBAS, F.; CAMARGO, J. I. B.; DA SILVA NETO, D. N.; ANDREI, A. H.; Observations and Analysis of Mutual Events between the Uranus Main Satellites. **The Astronomical Journal**, v. 137, p-4046-4053, 2009.

ASSAFIN, M.; CAMARGO, J. I. B.; VIEIRA MARTINS, R.; ANDREI, A. H.; SICARDY, B.; YOUNG, L.; DA SILVA NETO, D. N.; BRAGA-RIBAS, F.; Precise predictions of stellar occultations by Pluto, Charon, Nix, and Hydra for 2008-2015. **Astronomy and Astrophysics**, v. 515, 14 pp., 2010.

BAUM, W. A.; CODE, A. D.; A photometric observation of the occultation of  $\sigma$  ARIETIS by Jupiter. **Astronomical Journal**, v.58, p. 108-112, 1953.

BRAGA-RIBAS, F.; Explorando Objetos Transnetunianos pelo método de Ocultações Estelares: Previsão, Ocultação, Quaoar os primeiros resultados. 2013. 243 f. Tese (Doutorado em Astronomia) - Departamento de Astronomia, Observatório Nacional/MCTI, Rio de Janeiro. 2013.

BORN, M., WOLF, E.; Principles of Optics Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light. 6 Ed. **Pergamon Press**, Oxford, 1980.

BOURSIER, C., MENARD, J., DOYENNETTE, L., MENARD-BOURCIN, F.; Rovibrational Relaxation of Methane in CH<sub>4</sub>-N<sub>2</sub> Mixtures: Time-Resolved IR-IR Double-Resonance Measurements at 193 K and kinetic Modelin. **Physical Chermistry**, v.107, p. 5280-5290, 2003.

BROSCH, N.; The 1985 stellar occultation by Pluto **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v.276, p. 571-578, 1995.

CLARKE, JOHN T.; STERN, S. A.; TRAFTON, LAURENCE M.; Pluto's extended atmosphere - an escape model and initial observation. **Icarus**, v.95, p. 173-179, 1992.

ELLIOT, J. L.; DUNHAM, E. W.; BOSH, A. S.; SLIVAN, S. M.; YOUNG, L. A.; WASERMAN, L. H.; MILLIS, R. L.; Pluto's atmosphere **Icarus**, v. 77, p. 148-170, 1989.

ELLIOT, J. L.; Analysis of stellar occultation data for planetary atmospheres. I - Model fitting, with application to Pluto. **Astronomical Journal**, v. 103, p. 991-1015, 1992.

- ELLIOT, J. L.; OLKIN, C. B.; Probing Planetary Atmospheres with Stellar Occultations. **Annual Review of Earth and Planetary Sciences**, v. 24, p. 89-124, 1996.
- ELLIOT, J. L.; ATES, A.; BABCOCK, B. A.; BOSH, A. S.; BUIE, M. W.; CLANCY, K. B.; DUNHAM, E. W.; EIKENBERRY, S. S.; HALL, D. T.; KERN, S. D.; LEGGETT, S. K.; LEVINE, S. E.; MOON, D.-S.; OLKIN, C. B.; OSIP, D. J.; PASACHOFF, J. M.; PENPRASE, B. E.; PERSON, M. J.; QU, S.; RAYNER, J. T.; ROBERTS, L. C.; SALYK, C. V.; SOUZA, S. P.; STONE, R. C.; TAYLOR, B. W.; THOLEN, D. J.; THOMAS-OSIP, J. E.; TICEHURST, D. R.; WASSERMAN, L. H.; The recent expansion of Pluto's atmosphere **Nature**, v. 424, p. 165-168, 2003.
- FJELDBO, GUNNAR; KLIORRE, ARVYDAS J.; Eshleman, Von R.; The Neutral Atmosphere of Venus as Studied with the Mariner V Radio Occultation Experiments. **Astronomical Journal**, v. 76, p. 123, 1971.
- FRAY, N.; SCHMITT, B.; Sublimation of ices of astrophysical interest: A bibliographic review. **Planetary and Space Science**, v. 57, p. 2053-2080 2009.
- FRENCH, RICHARD G.; TOIGO, ANTHONY D.; GIERASCH, PETER J.; HANSEN, CANDICE J.; YOUNG, LESLIE A.; SICARDY, BRUNO; DIAS-OLIVEIRA, ALEX; GUZEWICH, SCOTT D.; Seasonal variations in Pluto's atmospheric tides. **Icarus**, v. 246, p. 247-267 2015.
- HANSEN, CANDICE J.; PAIGE, DAVID A.; Seasonal Nitrogen Cycles on Pluto. **Icarus**, v. 120, p. 247-265, 1996.
- HANSEN, C. J.; PAIGE, D. A.; YOUNG, L. A.; Pluto's climate modeled with new observational constraints. **Icarus**, v. 246, p. 183-191, 2015.
- HOYT, G. W.; W. H. Pickering's Planetary Predictions and the Discovery of Pluto. **Isis**, v. 67, p. 551-564, 1976.
- HUBBARD, W. B.; HUNTEN, D. M.; DIETERS, S. W.; Hill, K. M.; Watson, R. D.; Occultation evidence for an atmosphere on Pluto. **Nature**, v. 336, p. 452-454, 1988.
- HUBBARD, W. B.; YELLE, R. V.; LUNINE, J. I.; Nonisothermal Pluto atmosphere models. **Icarus**, v. 84, p. 1-11, 1990.
- HUBBARD, W. B.; MCCARTHY, D. W.; KULESA, C. A.; BENECCHI, S. D.; PERSON, M. J.; ELLIOT, J. L.; GULBIS, A. A. S.; Buoyancy waves in Pluto's high atmosphere: Implications for stellar occultation **Icarus**, v. 204, p. 284-289, 2009.
- KRASNOPOLSKY, VLADIMIR A.; CRUIKSHANK, DALE P.; Photochemistry of Pluto's atmosphere and ionosphere near perihelion **Journal of Geophysical Research**, v. 104, p. 21979-21996, 1999.
- LARA, L. M.; IP, W.-H.; RODRIGO, R.; Photochemical Models of Pluto's Atmosphere. **Icarus**, v. 130, p. 16-35, 1997.

- LELLOUCH, E.; The thermal structure of Pluto's atmosphere: Clear VS hazy models **Icarus**, v. 108, p. 255-264, 1994.
- LELLOUCH, E.; LAUREIJS, R.; SCHMITT, B.; QUIRICO, E.; DE BERGH, C.; CROVISIER, J.; COUSTENIS, A.; Pluto's Non-isothermal Surface. **Icarus**, v. 147, p. 220-250, 2000.
- LELLOUCH, E.; SICARDY, B.; DE BERGH, C.; KAUFL, H.-U.; KASSI, S.; CAMPARGUE, A.; Pluto's lower atmosphere structure and methane abundance from high-resolution spectroscopy and stellar occultations **Astronomy and Astrophysics**, v. 495, p. L17-L21, 2009.
- LELLOUCH, E.; STANSBERRY, J.; EMERY, J.; GRUNDY, W.; CRUIKSHANK, DALE P.; Thermal properties of Pluto's and Charon's surfaces from Spitzer observations. **Icarus**, v. 214, p. 701-716, 2011.
- LELLOUCH, E.; DE BERGH, C.; SICARDY, B.; KAUFL, H. U.; SMETTE, A.; High resolution spectroscopy of Pluto's atmosphere: detection of the 2.3  $\mu\text{m}$  CH<sub>4</sub> bands and evidence for carbon monoxide. **Astronomy and Astrophysics**, v. 530, p. 44, 2011.
- LELLOUCH, E.; BÉZARD, B.; FLASAR, F. M.; VINATIER, S.; ACHTERBERG, R.; NIXON, C. A.; BJORAKER, G. L.; GORIUS, N.; The distribution of methane in Titan's stratosphere from Cassini/CIRS observations **Icarus**, v. 231, p. 323-337, 2014.
- MILLIS, R. L.; WASSERMAN, L. H.; FRANZ, O. G.; NYE, R. A.; ELLIOT, J. L.; DUNHAM, E. W.; BOSH, A. S.; YOUNG, L. A.; SLIVAN, S. M.; GILMORE, A. C.; Pluto's radius and atmosphere - Results from the entire 9 June 1988 occultation data set **Icarus**, v. 105, 1993.
- OLKIN, CATHERINE B.; YOUNG, LESLIE A.; FRENCH, RICHARD G.; YOUNG, ELIOT F.; BUIE, MARC W.; HOWELL, ROBERT R.; REGESTER, J.; RUHLAND, CATHERINE R.; NATUSCH, T.; RAMM, D. J.; Pluto's atmospheric structure from the July 2007 stellar occultation. **Icarus**, v. 239, p. 15-22, 2014.
- OLKIN, C. B.; YOUNG, L. A.; BORNCAMP, D.; PICKLES, A.; SICARDY, B.; ASSAFIN, M.; BIANCO, F. B.; BUIE, M. W. ; DIAS-OLIVEIRA, A; GILLON, M.; FRENCH, R. G.; RAMOS GOMES, A.; JEHIN, E.; MORALES, N.; OPITOM, C.; ORTIZ, J. L.; MAURY, A.; NORBURY, M.; BRAGA-RIBAS, F.; SMITH, R.; WASSERMAN, L. H.; YOUNG, E. F.; ZACHARIAS, M.; ZACHARIAS, N.; Evidence that Pluto's atmosphere does not collapse from occultations including the 2013 May 04 event. **Icarus**, v. 246, p. 220-225, 2015.
- OWEN, T. C.; ROUSH, T. L.; CRUIKSHANK, D. P.; ELLIOT, J. L.; YOUNG, L. A.; DE BERGH, C.; SCHMITT, B.; GEBALLE, T. R.; BROWN, R. H.; BARTHOLOMEW, M. J.; Surface ices and the atmospheric composition of Pluto. **Science**, v. 261, p. 745-768, 1993.

SICARDY, B.; FERRI, F.; ROQUES, F.; LECACHEUX, J.; PAU, S.; BROSCHE, N.; NEVO, Y.; HUBBARD, W. B.; REITSEMA, H. J.; BLANCO, C.; CARREIRA, E.; BEISKER, W.; BITTNER, C.; BODE, H.-J.; BRUNS, M.; DENZAU, H.; NEZEL, M.; RIEDEL, E.; STRUCKMANN, H.; APPLEBY, G.; FORREST, R. W.; NICOLSON, I. K. M.; HOLLIS, A. J.; MILES, R.; The Structure of Titan's Stratosphere from the 28 Sgr Occultation. **Icarus**, v. 142, p. 357-390, 1999.

SICARDY, B.; WIDEMANN, T.; LELLOUCH, E.; VEILLET, C.; CUILLANDRE, J.-C.; COLAS, F.; ROQUES, F.; BEISKER, W.; KRETLOW, M.; LAGRANGE, A.-M.; GENDRON, E.; LACOMBE, F.; LECACHEUX, J.; BIRNBAUM, C.; FIENGA, A.; LEYRAT, C.; MAURY, A.; RAYNAUD, E.; RENNER, S.; SCHULTHEIS, M.; BROOKS, K.; DELSANTI, A.; HAINAUT, O. R.; GILMOZZI, R.; LIDMAN, C.; SPYROMILIO, J.; RAPAPORT, M.; ROSENZWEIG, P.; NARANJO, O.; PORRAS, L.; DÍAZ, F.; CALDERÓN, H.; CARRILLO, S.; CARVAJAL, A.; RECALDE, E.; CAVERO, L. GAVIRIA; MONTALVO, C.; BARRÍA, D.; CAMPOS, R.; DUFFARD, R.; LEVATO, H.; Large changes in Pluto's atmosphere as revealed by recent stellar occultations **Nature**, v. 424, p. 168-170, 2003.

SICARDY, B.; COLAS, F.; WIDEMANN, T.; BELLUCCI, A.; BEISKER, W.; KRETLOW, M.; FERRI, F.; LACOUR, S.; LECACHEUX, J.; LELLOUCH, E.; PAU, S.; RENNER, S.; ROQUES, F.; FIENGA, A.; ETIENNE, C.; MARTINEZ, C.; GLASS, I. S.; BABA, D.; NAGAYAMA, T.; NAGATA, T.; ITTING-ENKE, S.; BATH, K.-L.; BODE, H.-J.; BODE, F.; LÜDEMANN, H.; LÜDEMANN, J.; NEUBAUER, D.; TEGTMEIER, A.; TEGTMEIER, C.; THOMÉ, B.; HUND, F.; DEWITT, C.; FRASER, B.; JANSEN, A.; JONES, T.; SCHOENAU, P.; TURK, C.; MEINTJIES, P.; HERNANDEZ, M.; FIEL, D.; FRAPPA, E.; PEYROT, A.; TENG, J. P.; VIGNAND, M.; HESLER, G.; PAYET, T.; HOWELL, R. R.; KIDGER, M.; ORTIZ, J. L.; NARANJO, O.; ROSENZWEIG, P.; RAPAPORT, M. The two Titan stellar occultations of 14 November 2003 **Journal of Geophysical Research**, v. 111, 2006.

SICARDY, B.; ORTIZ, J. L.; ASSAFIN, M.; JEHIN, E.; MAURY, A.; LELLOUCH, E.; HUTTON, R. GIL; BRAGA-RIBAS, F.; COLAS, F.; HESTROFFER, D.; LECACHEUX, J.; ROQUES, F.; SANTOS-SANZ, P.; WIDEMANN, T.; MORALES, N.; DUFFARD, R.; THIROUIN, A.; CASTRO-TIRADO, A. J.; JELÍNEK, M.; KUBÁNEK, P.; SOTA, A.; SÁNCHEZ-RAMÍREZ, R.; ANDREI, A. H.; CAMARGO, J. I. B.; DA SILVA NETO, D. N.; GOMES, A. RAMOS; MARTINS, R. VIEIRA; GILLON, M.; MANFROID, J.; TOZZI, G. P.; HARLINGTON, C.; SARAVIA, S.; BEHREND, R.; MOTTOLA, S.; MELLENDO, E. GARCÍA; PERIS, V.; FABREGAT, J.; MADIEDO, J. M.; CUESTA, L.; EIBE, M. T.; ULLÁN, A.; ORGANERO, F.; PASTOR, S.; DE LOS REYES, J. A.; PEDRAZ, S.; CASTRO, A.; DE LA CUEVA, I.; MULDER, G.; STEELE, I. A.; CEBRIÁN, M.; MONTAÑÉS-RODRÍGUEZ, P.; OSCOZ, A.; WEAVER, D.; JACQUES, C.; CORRADI, W. J. B.; SANTOS, F. P.; REIS, W.; MILONE, A.; EMILIO, M.; GUTIÉRREZ, L.; VÁZQUEZ, R.; HERNÁNDEZ-TOLEDO, H.; A Pluto-like radius and a high albedo for the dwarf planet Eris from an occultation **Nature**, v. 478, p. 493-496, 2011.

SIDDLES, R. M.; WILSON, G. J.; SIMPSON, C. J. S. M.; The vibrational deactivation of the (00<sup>1</sup>) and (01<sup>1</sup>0) modes of CO<sub>2</sub> measured down to 140 K. **Chemical Physics**, v. 189, p. 779-791, 1994.

STERN, S. A.; TRAFTON, L.; Constraints on bulk composition, seasonal variation, and global dynamics of Pluto's atmosphere **Icarus**, v. 57, p. 231-240, 1984.

STERN, S. ALAN; WEINTRAUB, DAVID A.; FESTOU, MICHEL C.; Evidence for a Low Surface Temperature on Pluto from Millimeter-Wave Thermal Emission Measurements. **Science**, v. 261, p. 1713-1716, 1993.

STROBEL, DARRELL F.; ZHU, XUN; SUMMERS, MICHAEL E.; STEVENS, MICHAEL H.; On the Vertical Thermal Structure of Pluto's Atmosphere. **Icarus**, v. 120, p. 266-289, 1996.

SUMMERS, M. E.; STROBEL, D. F.; GLADSTONE, G. R.; Chemical Models of Pluto's Atmosphere. **Pluto and Charon**, Edited by S. Alan Stern, and David J. Tholen; with the editorial assistance of A. S. Ruskin, M. L. Guerrieri and M. S. Matthews. Tucson: University of Arizona Press, p.391, 1997.

TOIGO, ANTHONY D.; GIERASCH, PETER J.; SICARDY, B.; LELLOUCH, E.; Thermal tides on Pluto **Icarus**, v. 208, p. 402-411, 2010.

THOLEN, D. J.; BUIE, M. W.; Further Analysis of Pluto-Charon Mutual Event Observations - 1990 **Bulletin of the Astronomical Society**, v. 22, p. 1129-1129, 1990.

THOLEN, DAVID J.; BUIE, MARC W.; GRUNDY, WILLIAM M.; ELLIOTT, GARRETT T.; Masses of Nix and Hydra **The Astronomical Journal**, v. 135, p. 777-784, 2008.

- VAPILLON, L.; COMBES, M.; LECACHEUX, J.; The beta Scorpil occulation by Jupiter. II. The temperature and density profiles of the Jupiter upper atmosphere. **Astronomy and Astrophysics**, v. 29, p. 135-149, 1973.
- VETTERLING, WILLIAM T.; TEUKOLSKY, SAUL A.; PRESS, WILLIAM H., Numerical recipes example book (Fortran). **Cambridge: University Press**, Chapter 15, Cambridge, 1985.
- VUITTON, V.; YELLE, R. V.; MCEWAN, M. J.; Ion chemistry and N-containing molecules in Titan's upper atmosphere. **Icarus**, v. 191, p. 722-742, 2007.
- WASHBURN, E. W.; International Critical Tables of Numerical Data: Physics, Chemistry and Techonlogy., **McGraw-Hill**, v. 7, p. 11, New York, 1930.
- YELEE, R. V.; EELLIOT, J. L.; Atmospheric Structure and Composition: Pluto and Charon. **Pluto and Charon**, Edited by S. Alan Stern, and David J. Tholen; with the editorial assistance of A. S. Ruskin, M. L. Guerrieri and M. S. Matthews. Tucson: University of Arizona Press, p.347-390, 1997.
- YELLE, R. V.; LUNINE, J. I.; Evidence for a molecule heavier than methane in the atmosphere of Pluto. **Nature**, v. 339 p.288-290, 1989.
- YELLE, R. V.; Non-LTE models of Titan's upper atmosphere. **Astrophysical Journal**, v. 383 p.380-441, 1991.
- YOUNG, L. A.; Pluto's Seasons: New Predictions for New Horizons. **The Astrophysical Journal Letters**, v. 766, 2013.
- YOUNG, LESLIE A.; STERN, S. ALAN; WEAVER, HAROLD A.; BAGENAL, FRAN; BINZEL, RICHARD P.; BURATTI, BONNIE; CHENG, ANDREW F.; CRUIKSHANK, DALE; GLADSTONE, G. RANDALL; GRUNDY, WILLIAM M.; HINSON, DAVID P.; HORANYI, MIHALY; JENNINGS, DONALD E.; LINSOTT, IVAN R.; MCCOMAS, DAVID J.; MCKINNON, WILLIAM B.; MCNUTT, RALPH; MOORE, JEFFERY M.; MURCHIE, SCOTT; OLKIN, CATHERINE B.; PORCO, CAROLYN C.; REITSEMA, HAROLD; REUTER, DENNIS C.; SPENCER, JOHN R.; SLATER, DAVID C.; STROBEL, DARRELL; SUMMERS, MICHAEL E.; TYLER, G. LEONARD; New Horizons: Anticipated Scientific Investigations at the Pluto System. **TSpace Science Reviews**, v. 140, p-93-127, 2008.
- ZALUCHA, ANGELA M.; GULBIS, AMANDA A. S.; ZHU, XUN; STROBEL, DARRELL F.; ELLIOT, J. L.; An analysis of Pluto occultation light curves using an atmospheric radiative-conductive model. **Icarus**, v. 211, p. 804-818, 2011.
- ZALUCHA, ANGELA M.; ZHU, XUN; GULBIS, AMANDA A. S.; STROBEL, DARRELL F.; ELLIOT, J. L.; An investigation of Pluto's troposphere using stellar occultation light curves and an atmospheric radiative-conductive-convective model. **Icarus**, v. 214, p. 685-700, 2011.

ZHU, XUN; STROBEL, DARRELL F.; ERWIN, JUSTIN T.; The density and thermal structure of Pluto's atmosphere and associated escape processes and rates. **Icarus**, v. 228, p. 301-314, 2014.

# Apêndice A

## Calculo do Desvio Total

Para determinar o ângulo total de desvio  $\omega(I_0)$  e a inversão da integral na equação 3.3 usaremos o procedimento matemático e geométrico descrito em Fjeldbo, Kliore & Eshleman (1971), onde, inicialmente, a atmosfera é representada por um conjunto de estreitas camadas discretas, cada uma com um respectivo índice de refração  $\eta_{camada}$  que não altera dentro da camada. Assim, considere a Figura A.1, que mostra o caminho descrito por um raio de luz que, ao incidir na atmosfera, sofre sucessivas refrações até emergir na direção indicada. Aqui,  $r_e$  representa a distância do centro do planeta até o ponto de incidência do raio de luz na atmosfera (raio da camada externa da atmosfera),  $r'_e$  o raio da camada subsequente da atmosfera e  $r_0$  o raio de maior aproximação definido no capítulo 3. Da simetria do modelo temos que o desvio total do raio de luz ( $\omega$ ) pode ser obtido calculando o desvio angular de  $r_e$  até  $r_0$  e multiplicado-o por dois (Fig. A.3).

Definimos agora, um sistema de coordenadas polares para descrever o caminho do raio de luz, onde a coordenada radial  $r$  tem origem no centro do planeta e cresce para fora do mesmo, e a coordenada azimutal  $\varphi$  tem origem a partir de  $r$  e cresce no sentido horário. Com isso nota-se que ao entrar na atmosfera, a distância do raio de luz ao centro do planeta (coordenada  $r$ ) tem uma variação máxima de  $\Delta r$  no ponto de maior aproximação. Sendo  $\theta$  o ângulo formado entre a tangente à trajetória de um raio de luz em uma camada e a direção radial da coordenada  $r$  da camada, temos que, para  $r_e$ ,  $\theta_e$  é o ângulo indicado na Figura A.1.

Analisemos agora a situação de um raio de luz atravessando duas fronteiras de camadas consecutivas como, por exemplo,  $r_e$  e  $r'_e$ . O raio de luz incide na primeira fronteira, no ponto  $r_e$ , sofre um pequeno desvio por refração e segue em linha reta até encontrar a fronteira subsequente no ponto  $r'_e$ . Para camadas suficientemente estreitas (infinitesimais), temos que a coordenada azimutal  $\varphi$  do raio de luz avança uma quantidade  $d\varphi$  entre  $r_e$  e  $r'_e$ , a distância ao centro do planeta (coordenada radial) varia de uma quantidade  $dr$  e que o comprimento do arco da fronteira externa entre os pontos  $r_e$  e  $r'_e$  é  $r_e \cdot d\varphi$ .

Ampliando a região da Figura A.1 que envolve a situação acima temos a Figura A.2. Para uma camada muito estreita, temos que a figura geométrica formada pelos pontos



A, B e C se aproxima muito de um triângulo retângulo e, por consequência, o ângulo no ponto A tende a  $\theta_e$ . Assim temos:

$$tg\theta_e = \frac{r_e \cdot d\varphi}{dr} \quad (\text{A.1})$$

Como toda esta análise é feita a partir apenas da geometria entre duas fronteiras consecutivas e independe de qualquer consideração acerca do índice de refração antes ou depois de cada fronteira, o raciocínio usado acima é válido para quaisquer duas fronteiras consecutivas de qualquer camada atmosférica. Outra forma de confirmar isso é colocar mais camadas exteriores a  $r_e$  na Figura A.1 e notar que isso de nada afeta a construção do raciocínio e suas conclusões. Logo, a equação A.1 é válida para todo  $r$  e pode escrita de forma genérica como:

$$tg\theta = \frac{r \cdot d\varphi}{dr} \quad (\text{A.2})$$

Analisemos agora a Figura A.3. Novamente usaremos o ponto de referência  $r_e$  e definimos agora  $\psi$  como sendo o desvio sofrido por um raio de luz desde a incidência na atmosfera no ponto  $r_e$  até o ponto de maior aproximação  $r_0$ . Dessa definição temos que o ângulo entre a tangente à trajetória do raio de luz logo ao entrar na atmosfera e a tangente ao raio de luz no ponto de maior aproximação, será  $\psi$ . A partir da Figura A.3 temos que o ângulo  $\theta_e$ ,  $\psi$  e o ângulo azimutal  $\varphi$  entre  $r_e$  e o raio de maior aproximação se relacionam por:

$$\theta_e - \psi + \varphi = \pi/2. \quad (\text{A.3})$$

Mais uma vez podemos extrapolar o caso analisado para qualquer ponto  $r$  com respectivo  $\theta$  e  $\psi$ , e a partir do qual se traça um  $\varphi$  até  $r_0$ . Assim a equação A.3 se torna:

$$\theta - \psi + \varphi = \pi/2 \quad (\text{A.4})$$

Deste modo, temos que as diferenciais destes parâmetros se relacionam por:

$$d\psi = d\theta + d\varphi \quad (\text{A.5})$$

Assim, assumindo um número infinitamente grande de camadas na atmosfera, temos que as expressões aqui deduzidas serão válidas para uma atmosfera onde o índice de

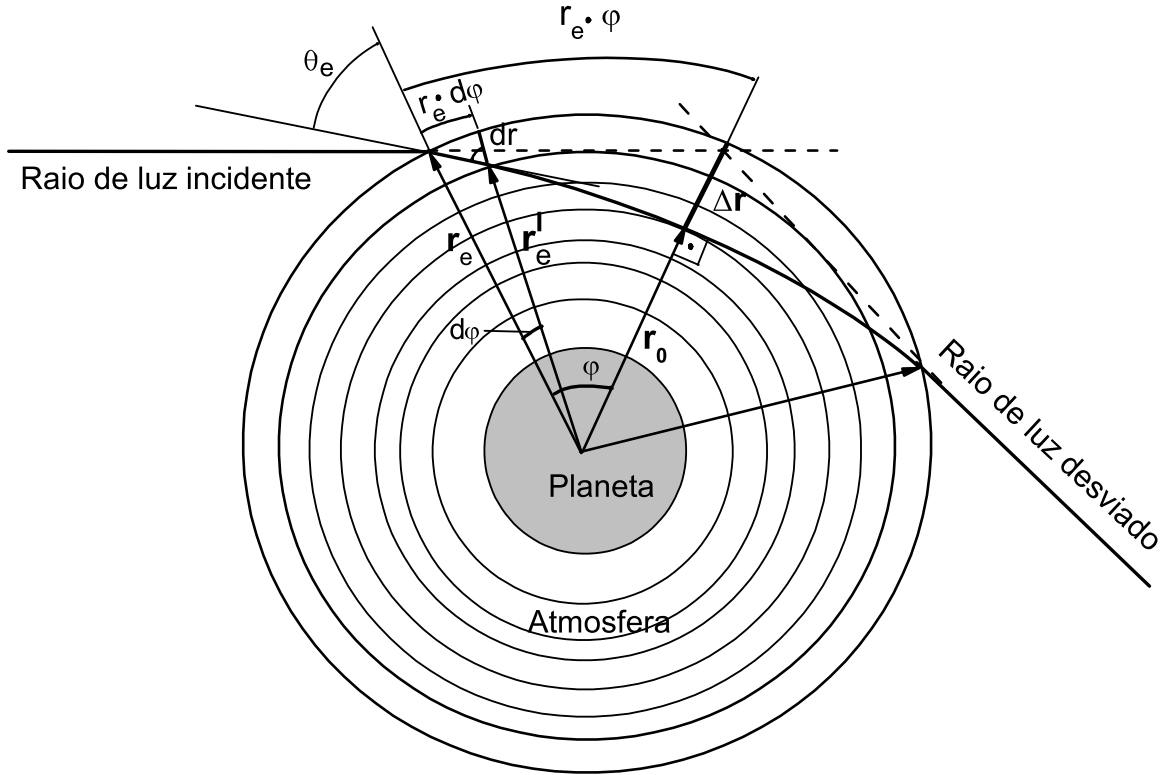


Figura A.1: Esquema geométrico de uma ocultação estelar de corpo com atmosfera. Cada círculo concêntrico representa uma camada discreta da atmosfera com respectivo  $\eta(r)$ .

refração  $\eta$  é uma função contínua de  $r$ . Podemos obter a diferencial  $d\theta$  derivando a equação 3.1 em relação a  $r$ :

$$d\theta = -\frac{I_0[\eta(r) + (d\eta(r)/dr) \cdot r]dr}{\eta(r) \cdot r[(\eta(r) \cdot r)^2 - (\eta(r_0) \cdot r_0)^2]^{1/2}} \quad (\text{A.6})$$

A diferencial  $d\varphi$ , por sua vez, é obtida combinando as equações A.7 (regra de Bouguer) e A.2 de forma a eliminar  $\theta$ .

$$I(r_0) = \eta(r) \cdot r \cdot \text{sen}\theta \quad (\text{A.7})$$

$$d\varphi = \frac{I_0 dr}{r[(\eta(r) \cdot r)^2 - (\eta(r_0) \cdot r_0)^2]^{1/2}} \quad (\text{A.8})$$

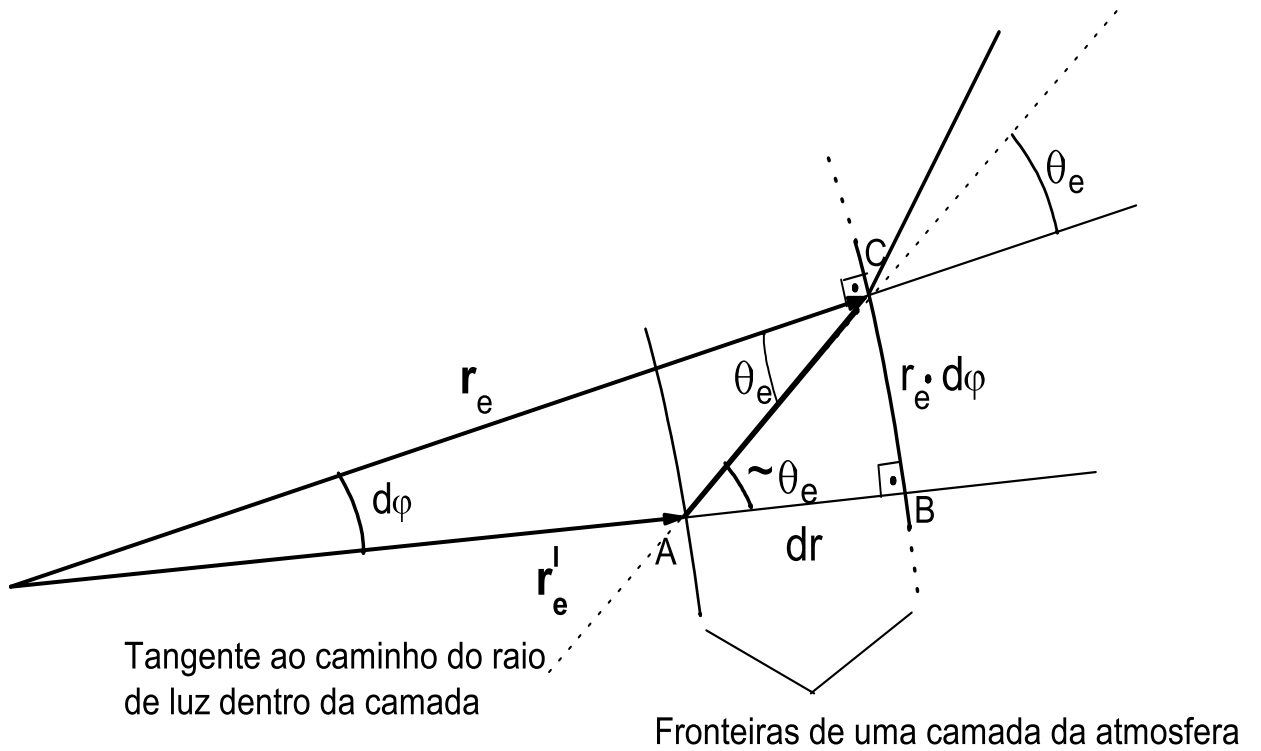


Figura A.2: Ampliação da região próxima aos limites da primeira camada discreta da atmosfera para melhor visualização das relações geométricas.

Combinando agora as equações A.5, A.6 e A.8, podemos escrever a diferencial  $d\psi$  em função dos elementos geométricos do feixe de luz  $I_0$  e  $r_0$  para qualquer ponto  $r$  de uma atmosfera contínua com índice de refração  $\eta(r)$ .

$$d\psi = \frac{I_0}{[(\eta(r) \cdot r)^2 - (\eta(r_0) \cdot r_0)^2]^{1/2}} \cdot \frac{d\eta(r)}{dr} \frac{dr}{\eta(r)} \quad (\text{A.9})$$

Como vimos no início, da simetria do modelo temos que o ângulo de desvio total  $\omega(I_0)$  é duas vezes o desvio por refração  $d\psi$  acumulado por todo o caminho do feixe dentro da atmosfera até  $r_0$ . Logo, integramos de  $r_0$  até infinito (atmosfera contínua).

$$\omega(I_0) = 2 \int_{r_0}^{\infty} d\psi. \quad (\text{A.10})$$

Assim temos:

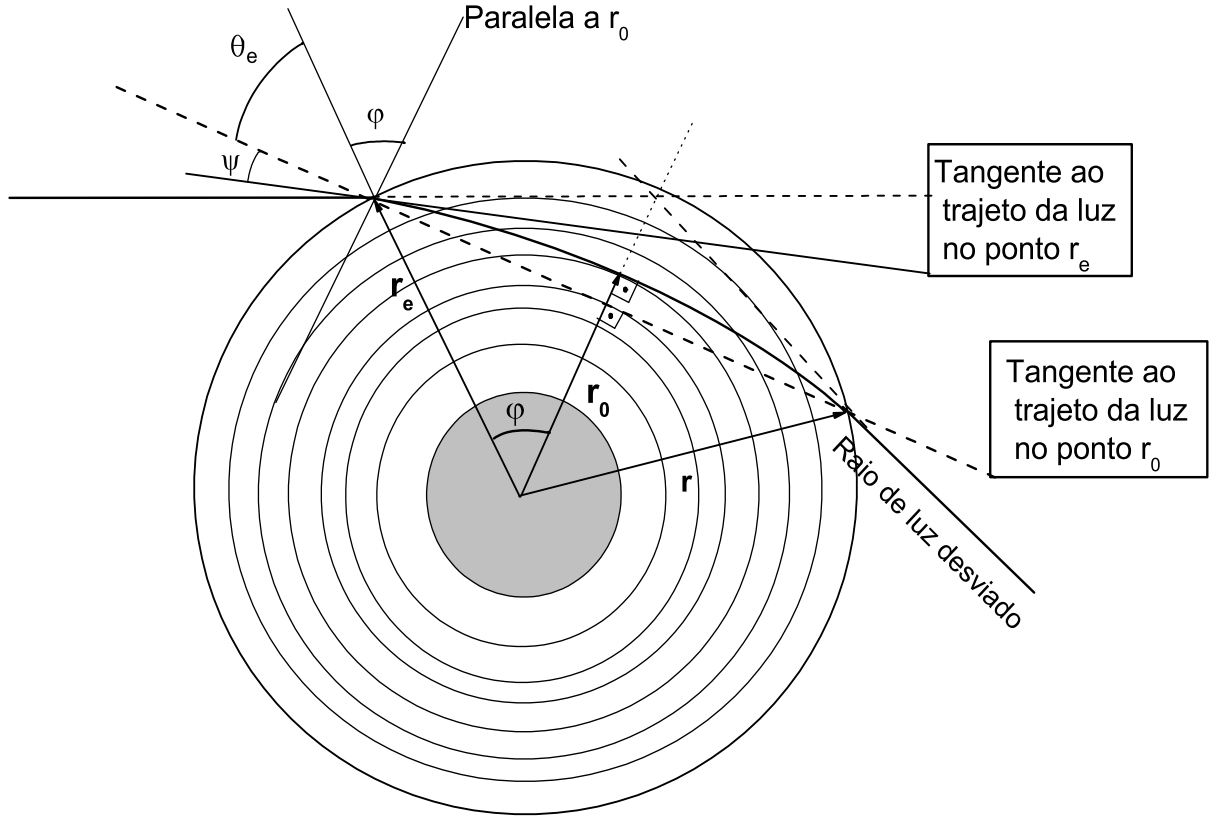


Figura A.3: Mesmo esquema representado na Figura A.1 com outros elementos indicados como os ângulos  $\psi$ ,  $\theta$  e  $\varphi$ .

$$\omega(I_0) = \int_{r_0}^{\infty} \frac{2I_0}{\eta(r)} \cdot \frac{d\eta(r)}{dr} \cdot \frac{dr}{\sqrt{[\eta(r) \cdot r]^2 - [\eta(r_0) \cdot r_0]^2}} \quad (\text{A.11})$$

Para inverter esta integral vamos introduzir a variável de integração  $x = \eta(r) \cdot r$ .

$$\omega(I_0) = 2I_0 \int_{I_0}^{\infty} \frac{d\eta(r) \cdot dx}{\eta(r) \sqrt{x^2 - I_0^2}} \quad (\text{A.12})$$

Agora, definimos  $I_1$  como um parâmetro de impacto qualquer com raio de maior aproximação associado  $r_{01}$ . Multiplicando ambos os lados da equação pelo termo  $\sqrt{I_0^2 - I_1^2}$  e integramos em  $I_0$  indo de  $I_1$  a  $\infty$ , obtem-se então;

$$\int_{I_1}^{\infty} \frac{\omega(I_0) dI_0}{\sqrt{I_0^2 - I_1^2}} = \int_{I_1}^{\infty} \frac{2I_0}{\sqrt{I_0^2 - I_1^2}} \left[ \int_{I_0}^{\infty} \frac{1}{\eta} \frac{d\eta}{dx} \frac{dx}{\sqrt{x^2 - I_0^2}} \right] dI_0 \quad (\text{A.13})$$

$$= \int_{I_1}^{\infty} \frac{1}{\eta} \frac{d\eta}{dx} \left[ \int_{I_1}^{\infty} \frac{2I_0 dI_0}{\sqrt{I_0^2 - I_1^2} \cdot \sqrt{x^2 - I_0^2}} \right] dx \quad (\text{A.14})$$

$$= \int_{I_1}^{\infty} \frac{1}{\eta} \frac{d\eta}{dx} \left[ \int_{I_1}^{\infty} \arcsen \left( \frac{\sqrt{I_0^2 - I_1^2}}{\sqrt{x^2 - I_1^2}} \right) \right]_{I_1}^x dx \quad (\text{A.15})$$

$$= \pi \int_{x=\eta(r_{01}) \cdot r_{01}}^{x=\infty} \frac{1}{\eta} \frac{d\eta}{dx} dx \quad (\text{A.16})$$

$$= -\pi \ln \eta(r_1) \quad (\text{A.17})$$

Integrando o lado esquerdo da equação A.12 por partes e isolando  $\eta(r_1)$  temos:

$$\eta(r_1) = \exp \left\{ \frac{1}{\pi} \int_{\omega(I_1)}^0 \ln \left[ \frac{I(\omega)}{I_1} + \sqrt{\left( \frac{I(\omega)}{I_1} \right)^2 - 1} \right] \cdot d\omega \right\} \quad (\text{A.18})$$

Como a equação A.17 é válida para todo  $I$  temos.

$$\eta(r_0) = \exp \left\{ \frac{1}{\pi} \int_{\omega(I_0)}^0 \ln \left[ \frac{I(\omega)}{I_0} + \sqrt{\left( \frac{I(\omega)}{I_0} \right)^2 - 1} \right] \cdot d\omega \right\} \quad (\text{A.19})$$

# Apêndice B

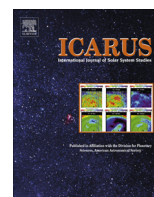
## French et al. 2015

Em função da órbita altamente excêntrica e oblíqua do planeta-anão, a atmosfera de Plutão apresenta notáveis mudanças sazonais. Estudos feitos nas últimas duas décadas a partir de dados de ocultações estelares, indicam que a pressão atmosférica tem aumentado substancialmente. Além disso, a grande variedade em abundância e amplitude de “*spikes*” nas curvas de luz observadas, causados por focalização refrativa devido à ondas atmosféricas, sugerem variações na intensidade da atividade dinâmica da atmosfera.

Toigo *et al.* (2010) exploraram a possibilidade de essas ondas atmosféricas serem causadas pela sublimação induzida por radiação solar e deposição diurna de geada de  $N_2$ , impulsionadas por ventos verticais fracos resultantes da subida e descida de gás a medida que ele é liberado pela, ou depositado na superfície.

French *et al.* (2015) decidiram estender este modelo para contabilizar explicitamente variações sazonais em insolação média e o amortecimento significativo na propagação vertical de ondas, devido a viscosidade cinemática e difusividade térmica (Hubbard *et al.* 2009). Eles estimaram a intensidade e características regionais de marés atmosféricas ao longo da órbita de Plutão, para uma variedade de distribuições espaciais assumidas de neve superficial e pressão atmosférica da superfície. Para distribuição de neve superficial, foram usados tanto mapas observados do HST (“*Hubble Space Telescope*”) quanto os previstos a partir do modelo de transporte de voláteis (Young 2013). Usando um modelo de *ray tracing* com óptica geométrica 3D, dependente do tempo, foram calculadas curvas de luz sintéticas para as circunstâncias geométricas de três ocultações com alta razão S/R (21 de agosto de 2002, 12 de junho de 2006 e 18 de julho de 2012), onde uma pressão superficial de 1-2 Pa produziu o melhor ajuste entre os modelos e as observações. As assimetrias nas intensidades dos “*spikes*” entre entrada e saída, observadas em alguns eventos, foram reproduzidas nas simulações do modelo de marés e são devidas, principalmente, às diferentes latitudes sondadas em cada evento. Ou seja, casos onde a luz da estrela atravessa latitudes mais elevadas de Plutão, apresentam menor atividade de ondas atmosféricas do que próximas do equador. O trabalho então, prevê que a atividade de ondas de gravidade

na atmosfera superior, será mais forte nas regiões equatoriais e tem sua amplitude controlada principalmente pela pressão de superfície e efeitos de amortecimento, ao invés de pela distribuição de neve. Além disso, se a atmosfera de Plutão começa a colapsar nas próximas décadas, espera-se que futuras ocultações estelares forneçam evidências de um intenso aumento na atividade ondulatória atmosférica.



## Seasonal variations in Pluto's atmospheric tides



Richard G. French<sup>a,\*</sup>, Anthony D. Toigo<sup>b</sup>, Peter J. Gierasch<sup>c</sup>, Candice J. Hansen<sup>d</sup>, Leslie A. Young<sup>e</sup>, Bruno Sicardy<sup>f</sup>, Alex Dias-Oliveira<sup>g</sup>, Scott D. Guzewich<sup>h</sup>

<sup>a</sup> Department of Astronomy, Wellesley College, Wellesley, MA 02481, USA

<sup>b</sup> APL, Johns Hopkins University, Laurel, MD 20723, USA

<sup>c</sup> Astronomy Department, Cornell University, Ithaca, NY 14853, USA

<sup>d</sup> Planetary Science Institute, Tucson, AZ 85719, USA

<sup>e</sup> Southwest Research Institute, Boulder, CO 80302, USA

<sup>f</sup> Obs. de Paris-LESIA, CNRS, Univ. Paris 6 and Paris-Diderot, Paris, France

<sup>g</sup> Observatório Nacional, Rio de Janeiro, Brazil

<sup>h</sup> NASA Postdoctoral Fellow, NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771, USA

### ARTICLE INFO

#### Article history:

Received 23 December 2013

Revised 10 May 2014

Accepted 13 May 2014

Available online 29 May 2014

#### Keywords:

Pluto, atmosphere

Tides, atmospheric

Occultations

Atmospheres, dynamics

Pluto

### ABSTRACT

Pluto's tenuous atmosphere exhibits remarkable seasonal change as a result of the planet's substantial obliquity and highly eccentric orbit. Over the past two decades, occultations have revealed that the atmospheric pressure on Pluto has increased substantially, perhaps by a factor as large as 2 to 4, as the planet has moved from equinox towards solstice conditions. These data have also shown variations in the strength of the dynamical activity in the atmosphere, as revealed by the varying abundance and amplitude of spikes in the occultation light curves resulting from refractive focussing by atmospheric waves. Toigo et al. (Toigo et al. [2010]. *Icarus*, 208, 402–411) explored the possibility that these waves are caused by solar-induced sublimation and diurnal deposition from N<sub>2</sub> frost patches, driven by weak vertical winds resulting from the rising and sinking gas as it is released from or deposited onto the surface. Here, we extend this model to account explicitly for seasonal variations in average insolation and for the significant damping of vertical wave propagation by kinematic viscosity and thermal diffusivity (Hubbard et al. [2009]. *Icarus*, 204, 284–289). Damping is extremely effective in suppressing vertical propagation of waves with vertical wavelengths of a few kilometers or less, and the dominant surviving tidal modes have characteristic vertical wavelengths  $\lambda \sim 10$ –13 km. We estimate the expected strength and regional characteristics of atmospheric tides over the course of Pluto's orbit for a variety of assumed spatial distributions of surface frost and atmospheric surface pressure. We compute the predicted strength of tide-induced wave activity based on the actual frost distribution observed on Pluto from Hubble Space Telescope (*HST*) observations (Stern et al. [1997]. *Astron. J.*, 113, 827; Buie et al. [2010]. *Astron. J.*, 139, 1128–1143), and compare the results to calculations for volatile transport models of Young (Young [2013]. *Astrophys. J.*, 766, L22) and Hansen et al. (Hansen et al. [2015]. *Icarus*, 246, 183–191). We develop simple scaling rules to estimate the variation of the strength of tidal activity with surface pressure  $P_s$  and solar declination  $\delta_\odot$ , and show that the maximum expected temperature perturbation at an atmospheric pressure of  $P = 0.1$  Pa scales as  $dT_{\max} \propto \cos \delta_\odot / \sqrt{P_s}$ . Wave activity is strongest in the near-equatorial region ( $|\text{latitude}| \lesssim 30^\circ$ ), being only weakly dependent on the detailed frost distribution. Using a 3-D time-dependent geometric optics ray-tracing code, we compute model light curves for the geometric circumstances of three high-SNR occultations (2002 August 21, 2006 June 12, and 2012 July 18), taking into account the detailed three-dimensional characteristics of the tides as different regions of the atmosphere are probed over the course of each occultation chord. We compare the strength and abundance of the scintillations in the models with those seen in the data, using both the *HST* frost maps and the volatile transport model predictions. The striking asymmetries in the strengths of spikes between ingress and egress seen in some events are reproduced in the tidal model simulations, due primarily to the latitudes probed during the occultation: occultations at high northern or southern latitudes uniformly have much weaker wave activity than more equatorial events. A surface pressure range of  $P_s = 1$ –2 Pa provides the best match between models and observations. With the impending arrival of the *New Horizons* spacecraft at Pluto in 2015, we predict that wave activity in the upper atmosphere will be strongest at equatorial

\* Corresponding author.

E-mail address: [rfrench@wellesley.edu](mailto:rfrench@wellesley.edu) (R.G. French).



regions, and controlled in amplitude primarily by the surface pressure and damping effects, rather than by the detailed frost distribution. If Pluto's atmosphere begins to collapse in the coming decades, we expect that future stellar occultations will provide evidence for greatly enhanced atmospheric wave activity.

© 2014 Elsevier Inc. All rights reserved.

## 1. Introduction

We are at the early stages of understanding the seasonal variations in the complex processes at work in Pluto's atmosphere. The radiative time scale is quite long – on the order of a decade (Strobel et al., 1996) – and the atmosphere appears to be in vapor pressure equilibrium with the surface. Volatile transport models predict a wide range of variations in frost distribution and atmospheric pressure over the course of Pluto's seasons (Hansen and Paige, 1996; Young, 2012, 2013; Hansen et al., 2015). These models are highly dependent on physical and thermal properties of the surface and subsurface that are at present not tightly constrained by observations, but they provide a useful seasonal context within which to understand the current frost distribution inferred from Hubble Space Telescope (*HST*) images (Stern et al., 1997; Buie et al., 2010). General circulation models of Pluto's atmosphere (GCMs) are beginning to identify atmospheric wind regimes, thermal structure, and planetary-scale dynamical activity (Miller et al., 2010; Vangvichith et al., 2011; Toigo et al., 2013; Zalucha and Michaels, 2013), although there are still significant differences between competing models, and the most persuasive observational evidence for dynamical activity in Pluto's atmosphere comes from stellar occultations. Collectively, they reveal the presence of inertia-gravity waves (McCarthy et al., 2008; Hubbard et al., 2009), with strong variations from occultation to occultation (Young et al., 2007) and even from ingress to egress of the same occultation (Pasachoff et al., 2005).

Toigo et al. (2010) (henceforth T10) developed a tidal model for Pluto's atmosphere in which this observed wave activity results from a diurnal cycle of sublimation and deposition of  $N_2$  on the surface, and demonstrated that the calculated amplitudes and vertical wavelengths were similar to the occultation observations. Here, we extend this work to explore the anticipated seasonal changes in the character of atmospheric tides, and we compare our predictions with the specific geometric and seasonal circumstances of several occultation events. In Section 2, we briefly review the essential features of the tidal model for wave generation (further details are included in Appendix A), and then examine seasonal variations in the important drivers of wave activity, including insolation, atmospheric pressure and thermal structure, and the surface frost distribution. Next, in Section 3, we characterize seasonal and regional variations in atmospheric tides in more detail. We quantify the crucial role of damping as waves propagate vertically into Pluto's tenuous atmosphere, and introduce heuristic examples to illustrate the dependence of tidal activity on the distribution of surface frost and surface atmospheric pressure. In Section 4, we use the tidal model to predict the seasonal variations of tides between 1980 and 2025, based on the current observations of Pluto's surface frost from *HST* (Stern et al., 1997; Buie et al., 2010) and on volatile transport models of Young (2013) and Hansen et al. (2015). Then, in Section 5, we compute tidal models for the circumstances of three recent high-SNR stellar occultations, and use a three-dimensional time-dependent geometric optics ray tracing code to generate model lightcurves based on observed and theoretical frost distributions. We compare the models with the observed lightcurves, and show that diurnal tides driven by surface frost sublimation and deposition can reproduce the characteristics

of the spikes seen in the occultation data. Our conclusions are briefly summarized in Section 6.

## 2. Seasonal influences on tides

T10 investigated the possibility that tidal waves in Pluto's atmosphere could be driven by periodic vertical winds generated at the surface by diurnal variations in the sublimation of  $N_2$  frost. They employed a standard classical tidal model for atmospheric motion, with forcing produced at the surface by the “breathing” of the frost surface over the course of a day, and showed that, for reasonable physical assumptions, tides can produce vertical waves with wavelengths and amplitudes comparable to those seen in Pluto occultation experiments (McCarthy et al., 2008; Person et al., 2008). The periodic sublimation and deposition of frost results in a vertical atmospheric flow at the surface (denoted by the subscript  $S$ ) with velocity  $w_S$  given by

$$w_S(\lambda, \phi, \delta_\odot, t) = [1 - A(\lambda, \phi, \delta_\odot)] \frac{F'(\lambda, \phi, \delta_\odot, D_\odot, t)}{\rho_S L} M(A_0, \lambda, \phi, \delta_\odot), \quad (1)$$

where  $\phi$ ,  $\lambda$ , and  $t$  are latitude, longitude, and local time on Pluto, respectively,  $A$  is the regionally-variable wavelength-averaged hemispheric albedo (the local equivalent of the Bond albedo; see Hapke (1993)),  $F'$  is the diurnal forcing term (see Appendix A for details),  $\rho_S$  is the surface atmospheric density,  $L$  is the latent heat of phase change of  $N_2$  frost, and  $M$  is a mask function that has a value of unity for areas brighter than a cutoff albedo of  $A_0$  and zero elsewhere, to discriminate between areas with and without surface frost. We assume that the diurnal variation in solar energy drives periodic sublimation/deposition rather than changes in the ice temperature or changes in the conduction to and from the substrate. (This assumption is discussed in T10 and justified quantitatively in Young (2012).)

In this work, we are now interested in characterizing the long-term, seasonal variations in atmospheric tides, which we accommodate in Eq. (1) with the inclusion of dependencies of  $w_S$  on  $\delta_\odot$ , the solar declination (i.e., sub-solar latitude), and  $D_\odot$ , Pluto's heliocentric distance. As described in Appendix A, we have modified the form of  $F'$  to suppress any periodic vertical motion in the region of permanent polar night, where there is no sunlight over the course of a planetary rotation period to drive sublimation, but except for this relatively minor change (quantified below), all other aspects of our tidal calculations follow the prescription given by T10.

In the linear tidal theory adopted here, the amplitude of the atmospheric response is directly proportional to  $w_S$ , which in turn is proportional to the absorbed solar flux  $(1 - A)F'M$ , and inversely proportional to the surface atmospheric density, since the net flux of energy absorbed by  $N_2$  results in a vertical mass flow with energy flux from the surface given by  $w_S \rho_S L$ . (In the absence of damping, discussed below, this is the same as the time-averaged energy flux at any higher level in the atmosphere.) To set the general scene, we identify several key factors that are likely to affect the vertical wind speed and the nature of atmospheric tides over the course of Pluto's seasons, recognizing that many details about the surface and atmospheric conditions are still uncertain.

## 2.1. Insolation

By virtue of Pluto's extreme obliquity<sup>1</sup> and orbital eccentricity, the intensity and distribution of incident sunlight vary significantly over the course of the planet's 247.4 year orbital period, with important if uncertain consequences on the seasonal variations of surface frost and atmospheric pressure. Fig. 1 shows the variation in the solar declination (or sub-solar latitude) and heliocentric distance of Pluto from 1980 to 2100. By a stroke of good fortune, Pluto's atmosphere was convincingly discovered near perihelion and shortly before spring equinox, at a point in its orbit when the rapid sweep past periape resulted in a change in solar declination of nearly 50° in 25 years, just a tenth of Pluto's orbital period. At present, Pluto's heliocentric distance is increasing relatively slowly, but in combination with the rapid approach to southern winter, there is likely to be significant atmospheric mass transport from the north to the south as a result of sublimation of northern frost deposits and deposition on the dark winter pole. Later in this study, we compare atmospheric stellar occultation observations from 2002, 2006, and 2012, when the solar declination changed from 30.7° to 47.6° in just a decade.

## 2.2. Atmospheric structure

Pluto's atmosphere was first detected by stellar occultations in the 1980s (Brosch, 1995; Hubbard et al., 1988; Elliot et al., 1989). Since the early discovery observations, high-resolution spectroscopic observations (Lellouch et al., 2009) have shown that the atmospheric temperature at the surface is tightly constrained between about 35–40 K by N<sub>2</sub> frost in vapor pressure equilibrium, and additional occultation observations (Young et al., 2008; Zalucha et al., 2011) indicate that the temperature then rises rather rapidly to about 100–120 K, controlled by radiative absorption by trace amounts of CH<sub>4</sub> and other species (Yelle and Lunine, 1989; Strobel et al., 1996; Zhu et al., 2014). Although occultations cannot provide a direct measure of the surface pressure, owing to the very strong differential refraction of the stellar signal produced by the cold layer deep in the atmosphere, there is persuasive evidence that the atmospheric pressure has increased by as much as a factor of two or more since the discovery observations (Elliot et al., 2003, 2007; Sicardy et al., 2003; Young et al., 2008).

For our tidal calculations, we assume a simple global basic state atmospheric temperature profile  $T(P, r)$ , where  $P$  is the pressure at radius  $r$ . In this development, we are assuming that there is no tropopause immediately above the surface. A cold layer near the surface was postulated by Stansberry et al. (1994) and supported observationally by Tryka et al. (1994), Roe (2006) and Lellouch et al. (2011), but as long as the surface temperature is controlled by vapor pressure equilibrium with frost, the tidal models are not materially affected by a troposphere, and the absence of sharp caustics deep in occultation light curves suggests that the occultation data are not reaching a tropopause, if present. Therefore, we employ a simple parametric form for the temperature profile that has been successfully used to generate model occultation light curves that closely match the main features of a suite of high quality observations. We assume a surface radius  $r = 1197$  km for all calculations. (Although this is slightly different from the value used in T10 and some recent estimates, this difference has a negligible effect on our results.) In all of our models, we assume a surface temperature of 40 K, assuming buffering by surface N<sub>2</sub> frost, with a rapid rise to a maximum temperature of  $T = 118.5$  K at 1230 km, receding to an asymptotic temperature  $T_{\infty} = 114$  K for

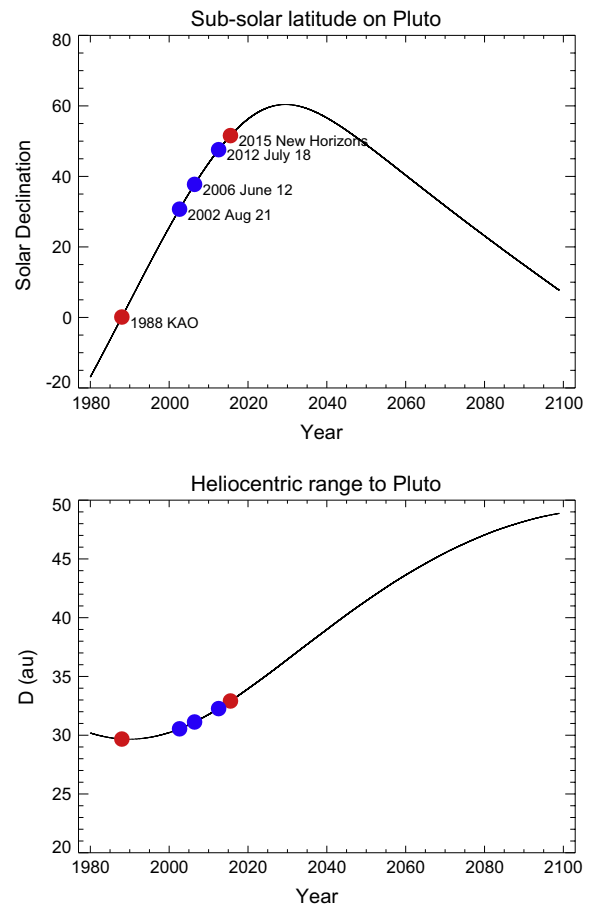


Fig. 1. Seasonal variations in (a) sub-solar latitude (solar declination  $\delta_{\odot}$ ) and (b) heliocentric range to Pluto over the course of half of Pluto's orbital period. Times of the highest SNR observations of the discovery of Pluto's atmosphere from the Kuiper Airborne Observatory (KAO) in 1988 (Elliot et al., 1989), the three stellar occultation observations considered here (in 2002, 2006, and 2012) and the anticipated arrival in 2015 of the *New Horizons* spacecraft at Pluto are shown.

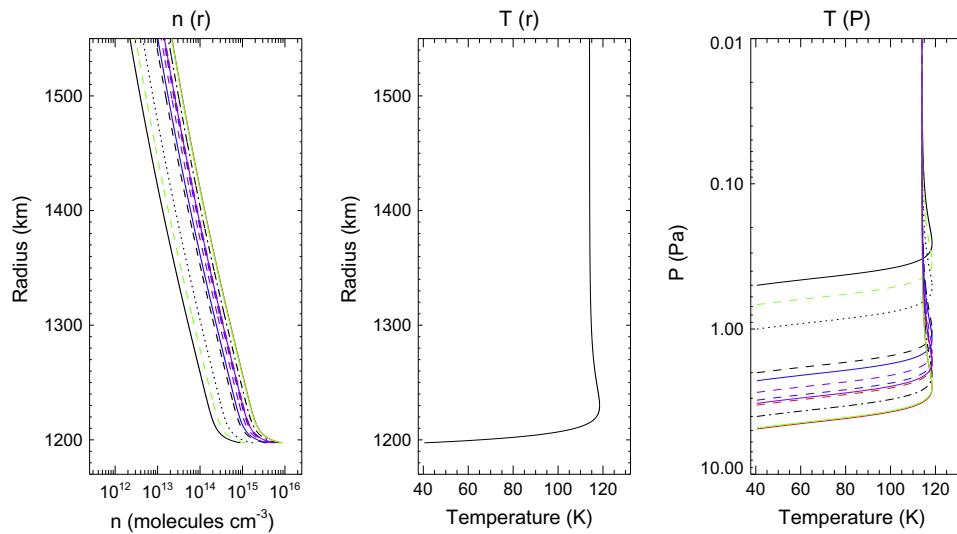
large  $r$ . The surface pressure is a free parameter in this specification, which directly affects the strength of the tides via Eq. (1). Representative number density and temperature profiles for a variety of surface pressures used in this study are shown in Fig. 2.

We have experimented with a variety of assumed temperature profiles, including a simple isothermal model, and the characteristics of the predicted tides are quite insensitive to the details of the background profile as long as it is convectively stable. Physically, this comes about by virtue of the near-constancy of a term in the vertical structure equation for tides (Eq. (A13) of T10):

$$\frac{N^2 H^2}{g} = \frac{dH}{dz} + \frac{\gamma - 1}{\gamma} H, \quad (2)$$

where  $N$  is the buoyancy frequency ( $2\pi/N \approx 1.2$  h for Pluto – see Hubbard et al. (2009)),  $g$  is the acceleration of gravity,  $\gamma$  is the ratio of specific heats,  $H$  is the atmospheric scale height, and  $dH/dz'$  is the change in scale height with altitude. Here, the vertical coordinate is given by  $z' = \ln(P_S/P)$ , where  $P_S$  is the surface pressure. The  $dH/dz'$  term is small at high altitudes and positive near the surface, where there is a strong positive temperature gradient. The right hand side of Eq. (2) never approaches zero, where convection would occur. Note that this condition is identical to the Schwarzschild stability criterion  $d \ln T / d \ln P < (\gamma - 1) / \gamma$  (Hubbard et al., 2009 Eq. (3)). Pluto's quiescent atmosphere has strong static stability. We will

<sup>1</sup> Pluto's obliquity varies between 102° and 126° over a period of about 3 million years (Dobrovolskis and Harris, 1983).



**Fig. 2.** Adopted models of Pluto's atmospheric structure: number density vs. radius  $n(r)$  at left, the vertical temperature profile  $T(r)$  in the center panel, and temperature vs. pressure  $T(P)$  at right, obtained from  $T(r)$  by integrating the hydrostatic equation upward from the surface. The surface radius of all models is 1197 km. The black lines correspond to the surface pressure  $P_s = 0.5, 1.0, 2.0,$  and  $4.0$  Pa models used for tidal calculations based on the *HST* maps of surface frost and albedo. The colored lines show the temperature profiles for the assumed surface pressures at the time of the 2002 August 21 (solid) and the 2012 July 8 occultations (dashed), based on four volatile transport models: PNV9 (blue), EPP7 (red), EEC7 (green), and Hansen Run #22 (purple) – see Table 1 for additional details. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

return to this point later, when we consider the possibility of convective damping of atmospheric gravity waves.

The possible presence of particulate haze in Pluto's atmosphere has been a subject of considerable debate since the discovery observations (Elliot et al., 1989; Lellouch, 1994; Thomas-Osip et al., 2002; Young et al., 2007; Rannou and Durré, 2009; Person et al., 2013). Although extinction by hazes can materially affect the characteristics of stellar occultation lightcurves, the presence of haze is not likely to affect the basic thermal state of the atmosphere or the sublimation rate of frost from the surface, except indirectly by possibly lowering the albedo of the frost as a result of particulate deposition on the surface. We account explicitly for surface albedo in our boundary conditions for tidal generation, but otherwise our model predictions are not sensitive to the possible presence of atmospheric haze.

In summary, for the purposes of calculating tides, the most important seasonally varying characteristic of the basic state of the atmosphere is the surface pressure, rather than, for example, the stratospheric temperature. Such changes may be important in determining seasonally variable wind regimes using general circulation models (Miller et al., 2010; Vangyichith et al., 2011; Toigo et al., 2013; Zalucha and Michaels, 2013), but to first order we believe that our simple assumption of a globally uniform temperature profile, varying only with the assumed surface pressure, is a reasonable approach for this exploratory study.

### 2.3. Surface frost distribution

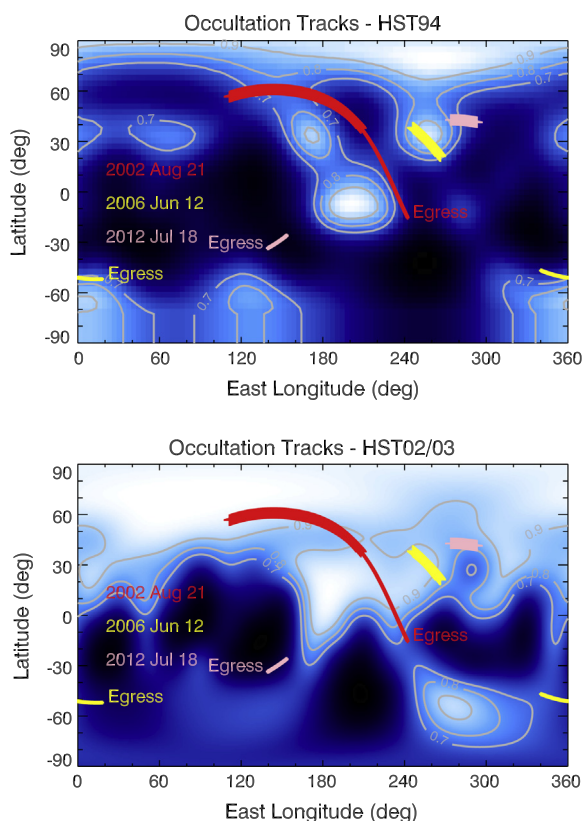
The distribution of frost on Pluto's surface is likely to change substantially over the course of Pluto's orbital period because the atmosphere is in vapor pressure equilibrium with the surface frost, and seasonal variations in heliocentric distance and solar declination strongly modulate the solar forcing that drives frost sublimation and deposition. At a most basic level, we expect significant hemispheric atmospheric mass transfer as frost is sublimated from the summer hemisphere and is deposited onto the surface of the winter hemisphere. Although the physics of volatile transport is fairly well understood (see Spencer et al. (1997) for an exemplary review), there is still a substantial mismatch between the

predictions of seasonal frost migration models and the observed hemispherical albedo asymmetry evident in current surface maps of Pluto's frost distribution. In the absence of detailed agreement between observations and theory, our approach is to determine the sensitivity of the atmospheric tidal response to the range of frost distributions and surface pressures represented by both observations and volatile transport models.

Determining the surface map of Pluto is an observational challenge, even with the Hubble Space Telescope (*HST*), but a reasonably consistent pattern of surface albedo features has emerged from a series of observations with *HST*'s Faint Object Camera in 1994 and the High-resolution Camera of the Advanced Camera for Surveys in 2002–2003 (Stern et al., 1997; Buie et al., 2010), shown in Fig. 3. T10 used the Stern et al. (1997) albedo map, which we shall refer to as HST94; here, we use the newer map as well, which we call HST02/03. The broad regional distribution of bright patches is similar in the earlier and later maps, with both showing a substantial north polar frost cap and bright features near the equator that jointly play important roles in driving tides. Still, there are identifiable differences between the two maps that may be indicative of changes in the surface frost distribution over the nearly decade-long interval between the 1994 and 2002–2003 *HST* observations, and we will therefore present model comparisons based on both maps. As in T10, we assume for both versions of the *HST* maps that frost is present where albedo  $A > A_0 = 0.7$ , and we include contour lines in Fig. 3 to show the albedos above this cutoff value. Since the diurnal term of the solar forcing is proportional to  $(1 - A) \cos \phi$  (Eq. A2), we can anticipate that the differences in the extent and reflectivity of the polar frosts in the two maps will have only minor effects on the corresponding tidal calculations, and the main differences come from the more equatorial frost distributions in the two maps. We quantify this effect below, in Section 4.1.

Of course, the two *HST* frost maps reveal the surface conditions only at the times of the observations, and it is unclear how rapidly the surface frost patterns change. Long-term whole-disk photometry of Pluto indicates that there are measurable changes in the brightness and albedo distributions on the surface (Buie et al., 2010), but it is not possible to translate these observations directly





**Fig. 3.** The HST94 (Stern et al., 1997) and HST02/03 (Buie et al., 2010) Pluto surface maps, showing the ingress and egress sub-occultation tracks in latitude and longitude for three stellar occultations discussed in this work. The end of the egress track is labeled, and the ingress track is marked by thick symbols. The 2002 August 21 event was a nearly-grazing occultation, and the star never completely disappeared behind Pluto's limb. The 2006 June 12 and 2012 July 18 events were more central, with discontinuous ingress and egress chords. We assume that tides are forced by a diurnal cycle of sublimation and deposition of  $N_2$  frost, which we identify as regions with albedo  $A$  greater than a cutoff value of  $A_0 = 0.7$ , identified by contours, and the amplitude of the solar forcing is proportional to  $(1 - A) \cos \phi$ , where  $\phi$  is the latitude.

into time-variable albedo maps. For tide models based on the *HST* observations, we assume that the frost distribution for each map is constant in time, and compare the nature of the predicted tides with changing solar declination, heliocentric range (a minor effect), and the assumed surface pressure (a free parameter when using the *HST* frost maps).

The *HST* observations were taken over the course of less than a decade. To explore the tidal response to a broader range of expected seasonal variations in frost, we make use of four recent models of volatile transport. Young (2013) employed a rapid three-dimensional volatile transport code to explore a wide range of physical parameters that control frost abundance and transport, and culled the results to include only those that were consistent with atmospheric pressures determined from stellar occultation observations. Three broad categories survived, dubbed PNV (permanent northern volatiles), EPP (exchange with pressure plateau), and EEC (exchange with early collapse). For this work, we make use of representative results for each of these categories: PNV9, EPP7 and EEC7 (see Table 1 of Young (2013) for details).

Independently, Hansen et al. (2015) used their previously-developed volatile transport scheme (Hansen and Paige, 1996) to construct additional models for seasonal nitrogen cycles on Pluto, guided by new observational constraints. The underlying physical models and energy balances used by Young (2013) and Hansen et al. (2015) are very similar. The main differences are: (1) in

how the  $N_2$  is initialized: Young (2013) starts with it evenly distributed over the body and in vapor pressure equilibrium; Hansen et al. (2015) starts with it all in the atmosphere; (2) Young (2013) calculates the zonally averaged insolation, whereas Hansen et al. (2015) calculates the energy balance many times a day; and (3) in the details of the calculations of the mass balancing. We make use of Hansen et al.'s favored model, Run #22.

Each of these models specifies the time variation of the distribution of frost, latitudinally averaged, the surface pressure, and the albedo of the frost. The model predictions for 1980–2025 are shown in Figs. 4–7. In the upper left panel of each figure, the blue hashed regions mark the latitudes where frost is present and the red curve shows the change in solar declination with time. The green lines mark the time-varying equatorward boundary of winter polar night. The surface pressure is shown as a function of time in the upper right panels of each figure. All models assume that  $N_2$  frost, when present, is uniformly distributed in longitude. As seen in Fig. 4, the PNV9 model lives up to its name, with a permanent (and indeed unchanging) north polar cap for the time period shown, even though the Sun moves into the northern hemisphere at equinox in December 1987. Over the course of time, the surface pressure gradually increases from  $P_S \sim 1$  Pa to about 4 Pa. The EPP7 model (Fig. 5) shows a very slowly receding north polar cap and a rapidly growing southern polar cap that nearly reaches the equator in 2025. This rapid expansion of ice cover comes at the expense of the atmosphere, which in this model reached a maximum surface pressure in about 1994 and then diminishes. Note that the predicted surface pressure for 1980 was only  $P_S \approx 0.1$  Pa. Unfortunately, we have no observations at that early date to test this prediction; the Brosch (1995) observations of 1985 are the closest in time, but they are from a single chord occultation with significant data dropouts. The third Young (2013) model (EEC7) is shown in Fig. 6. The basic trend of a receding northern cap and a growing southern polar cap is similar to EPP7, but in this case there is a catastrophic collapse of the atmosphere beginning in about 2012 – note the logarithmic pressure scale in the upper right panel. According to this model, Pluto's atmosphere will have substantially collapsed by the arrival of *New Horizons* in 2015. Finally, in Fig. 7, we show the Hansen et al. (2015) Run #22. This represents an intermediate case between EPP7 and EEC7, with a retreating northern cap and an expanding southern cap. In this model, the atmosphere does not begin to collapse until 2020.

It is worth pointing out some cautions when interpreting the results of these calculations. In some of these volatile transport models, the atmosphere undergoes a catastrophic collapse with the onset of extreme southern winter. There is reason to suspect that an atmospheric collapse, if it occurs at all, may not be this extreme. Stansberry and Yelle (1999) argue that Pluto's globally averaged equilibrium temperature will eventually fall to 35.6 K, the temperature at which  $N_2$  undergoes a phase change from the  $\beta$  to the  $\alpha$  crystalline structure. The latent heat of phase change slows the further reduction of the globally averaged surface temperature, but of greater significance is the abrupt decrease in emissivity in the  $\alpha$ -phase of  $N_2$ . This could radically change the energy balance and slow the deposition rate of atmospheric  $N_2$  onto the surface. Similarly, there is still some uncertainty about the possible role of  $CH_4$  in limiting  $N_2$  sublimation. As discussed by Trafton et al. (1997), a detailed balancing model with an overlying layer of  $CH_4$  could greatly reduce  $N_2$  sublimation, but requires that the methane layer effectively seal off the more volatile underlying nitrogen.

With these caveats in mind, the four selected theoretical models nicely complement the *HST* frost maps, in that they have very simple frost patterns that vary only in latitude, they represent different frost and pressure regimes, and the surface pressure and frost albedo are completely prescribed as a function of time and

**Table 1**  
Comparison of occultations and tide predictions.

	2002 August 21		2006 June 12		2012 July 18	
	I	E	I	E	I	E
$\phi$ (°)	+59	–5	+38	–50	+42	–32
$\lambda$ (°)	143	235	246	353	290	140
$t$ (h) after midnight	12	18	16	23	12	3
$\delta_{\odot}$ (°)	30.7	30.7	37.8	37.8	47.6	47.6
Spikes	<b>Moderate</b>	<b>Strong</b>	<b>Strong</b>	<b>Moderate</b>	<b>Weak</b>	<b>Moderate</b>
HST94 ( $P_S = 4.0$ Pa)						
Spike comparison <sup>a</sup>	Much weaker	<b>Comparable</b>	Much weaker	Much weaker	Weaker	Weaker
HST02/03 ( $P_S = 4.0$ Pa)						
Spike comparison	Much weaker	Stronger	<b>Comparable</b>	Weaker	Weaker	Weaker
HST94 ( $P_S = 2.0$ Pa)						
Spike comparison	Weaker	Stronger	<b>Comparable</b>	Weaker	Weaker	<b>Comparable</b>
HST02/03 ( $P_S = 2.0$ Pa)						
Spike comparison	Weaker	Stronger	<b>Comparable</b>	<b>Comparable</b>	Weaker	<b>Comparable</b>
HST94 ( $P_S = 1.0$ Pa)						
Spike comparison	<b>Comparable</b>	Stronger	<b>Comparable</b>	<b>Comparable</b>	Weaker	<b>Comparable</b>
HST02/03 ( $P_S = 1.0$ Pa)						
Spike comparison	<b>Comparable</b>	Much stronger	Stronger	<b>Comparable</b>	<b>Comparable</b>	<b>Comparable</b>
HST94 ( $P_S = 0.5$ Pa)						
Spike comparison	<b>Comparable</b>	Much stronger	Stronger	<b>Comparable</b>	<b>Comparable</b>	Stronger
HST02/03 ( $P_S = 0.5$ Pa)						
Spike comparison	<b>Comparable</b>	Much stronger	Stronger	Stronger	<b>Comparable</b>	Stronger
PNV9						
Spike comparison	Weaker	Much stronger	Stronger	<b>Comparable</b>	Stronger	Stronger
$P_S$ (Pa)	2.27	2.27	2.61	2.61	3.09	3.09
EPP7						
Spike comparison	Weaker	Much stronger	Stronger	<b>Comparable</b>	Stronger	Stronger
$P_S$ (Pa)	4.88	4.88	4.37	4.37	3.34	3.34
EEC7						
Spike comparison	Much weaker	Stronger	<b>Comparable</b>	<b>Comparable</b>	Much stronger	Much stronger
$P_S$ (Pa)	4.80	4.80	2.96	2.96	0.68	0.68
Hansen #22						
Spike comparison	Weaker	Much stronger	<b>Comparable</b>	Weaker	<b>Comparable</b>	<b>Comparable</b>
$P_S$ (Pa)	3.25	3.25	3.22	3.22	2.73	2.73

<sup>a</sup> “Spike comparison” is a qualitative estimate of the amplitude and abundance of spikes in the model light curve for each tidal model compared to the stellar occultation light curve. Figs. 17–19 are labeled with the following corresponding codes for each observed lightcurve: W: weak, M: moderate, S: strong, and for each model lightcurve: MW: much weaker, W: weaker, C: comparable, S: stronger, and MS: much stronger.

solar declination. These are precisely the required inputs for the tidal calculations, so that we are left with no unspecified free parameters, unlike the situation with the *HST* maps, where we are free to vary the assumed surface pressure.

### 3. Seasonal and regional variations in atmospheric tides

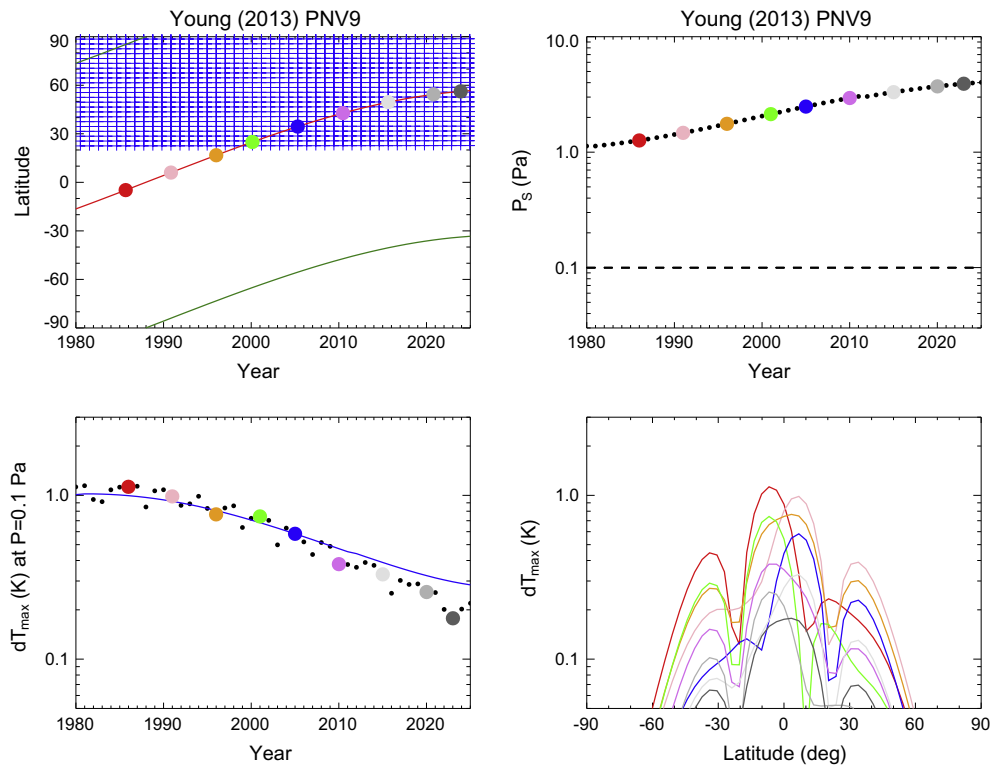
The prescription for calculating the tidal response of Pluto’s atmosphere to diurnal forcing involves specifying the surface frost distribution and albedo, the atmospheric basic state and surface pressure, and the seasonally-dependent solar forcing. Collectively, these define the boundary condition at the surface for the tidal equations. As described in detail in Appendix A of T10, the first step in the solution is to compute the eigenvalues of the forced tidal equation corresponding to a given forcing. Each eigenvalue has a corresponding latitudinal profile function, and the vertical structure equation is then solved for each eigenvalue, with an upper atmosphere boundary condition that keeps the solutions bounded. The final solution is the coaddition of all of the eigenmodes in the form of a tidally-induced temperature perturbation  $dT(\lambda, \phi, \delta_{\odot}, t, P, r)$  relative to the assumed background quiescent temperature profile  $T(P, r)$ .

#### 3.1. Characteristics of tidal solutions

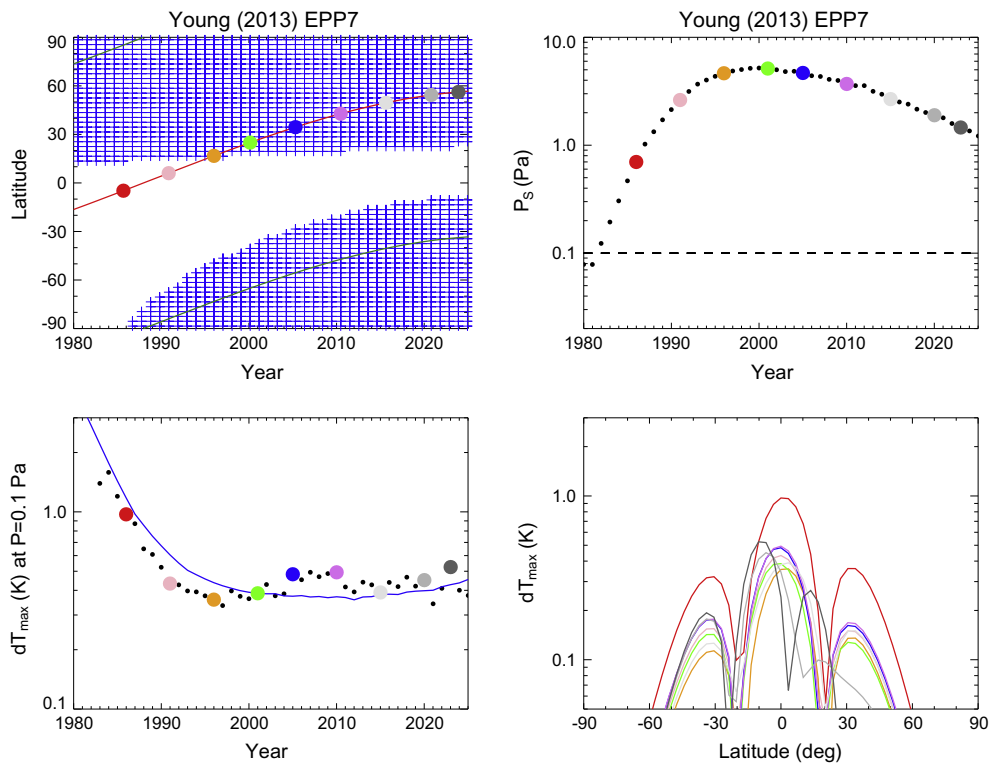
To illustrate the process, we begin with a simple frost distribution of a uniform northern polar cap with a southern latitude limit  $\phi = +20^\circ$  (the PNV9 model for 2013, but with an assumed surface pressure of 1 Pa), and calculate the tidal response  $dT$  at the equator

and at local noon, as a function of altitude and pressure. The results are shown in Fig. 8. In the upper left panel, we plot the basic state temperature profile and the temperature perturbation associated with the lowest-order eigenmode  $m = 0$ . Note the gradually increasing amplitude of the perturbation with height, plotted as  $|dT|$  in the upper right panel. On this log–log plot, the envelope of maximum amplitude has a slope very close to 2, or equivalently,  $dT \propto \exp(+z/2H)$ , as expected for a vertically propagating wave of constant energy as it moves upward into an atmosphere with exponentially decreasing density with height. In the lower left panel, we plot a synthetic lightcurve for a stellar occultation by Pluto with this atmospheric structure, generated with a simple ray-tracing code. The blue curve shows the predicted lightcurve for the quiescent temperature profile, the black curve with abundant sharp spikes is the result for the perturbed atmosphere, and the green curve accounts for ray crossing by converting the time-ordered light curve model into the predicted summed signal at a given shadow radius. Symbols mark the locations corresponding to specific pressure levels between  $P = 0.001$  and 0.75 Pa. Finally, at right, the vertical temperature gradient  $dT/dz$  is plotted as a function of altitude. The vertical line shows the adiabatic lapse rate  $\Gamma = -g/c_p$ , where  $g$  is the height-dependent acceleration of gravity and  $c_p$  is the specific heat at constant pressure. In the upper atmosphere above  $P = 0.1$  Pa, the predicted temperature perturbations are convectively unstable in this model, and in an actual atmosphere the waves would break, as discussed in the context of occultations by French and Gierasch (1974).

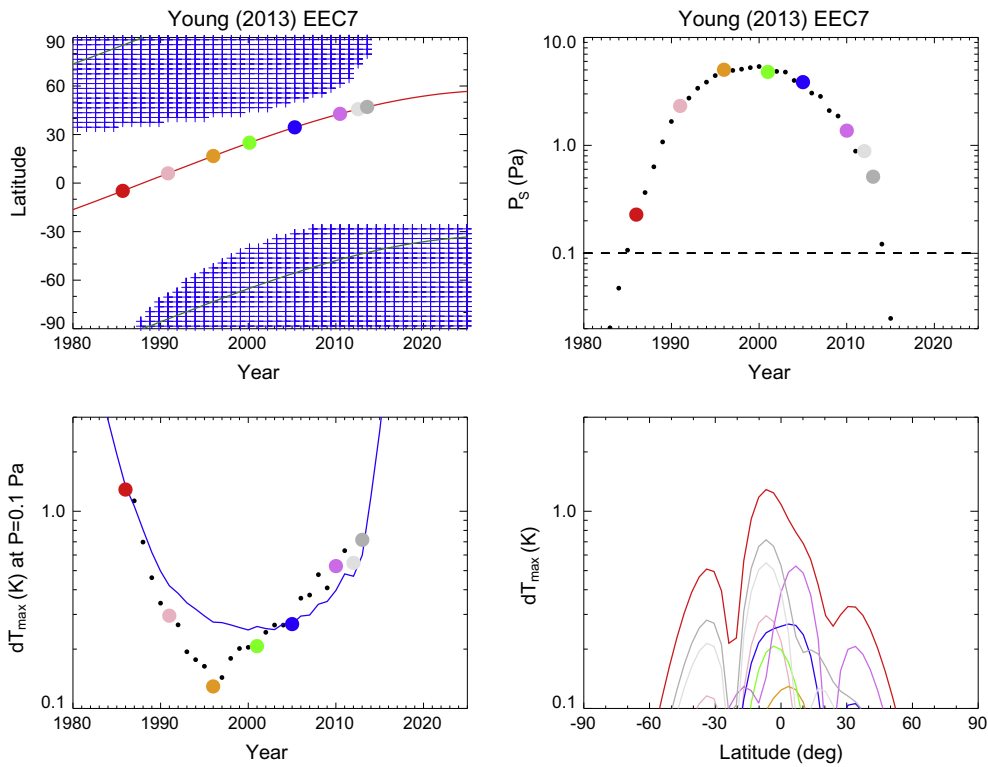
In this example, we have shown only the dominant eigenmode,  $m = 0$ . Fig. 9 shows a Morlet wavelet spectrogram of the combined



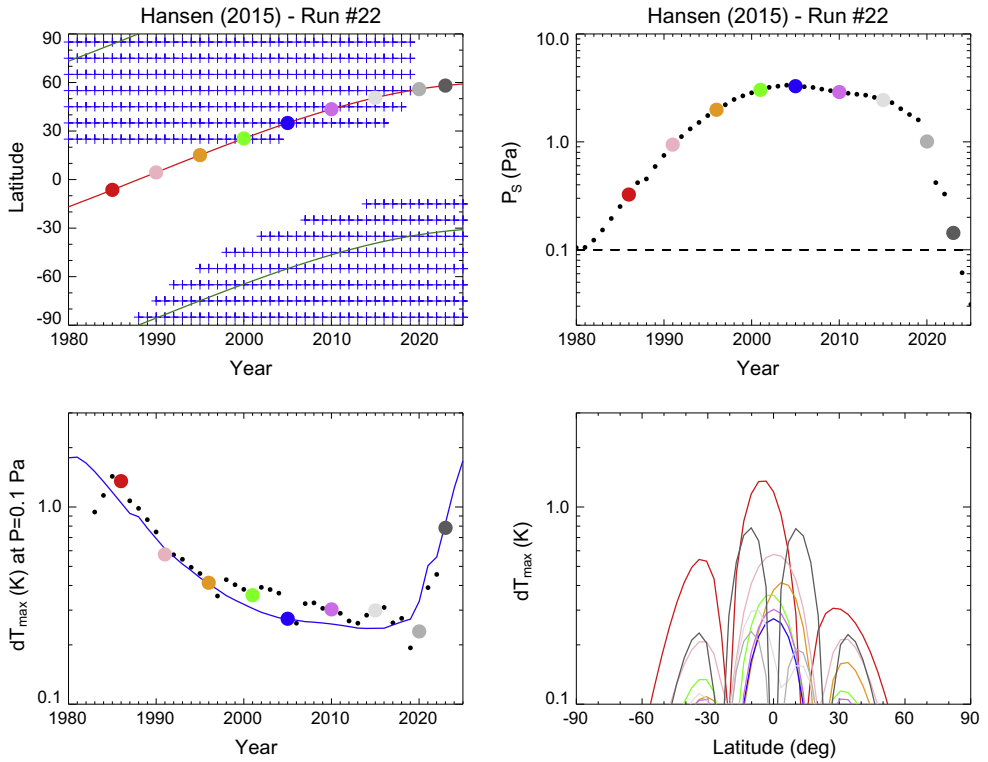
**Fig. 4.** Predicted tide-generated perturbations for 1980–2025, based on the Young (2013) volatile transport model PNV9. The upper left panel shows the frost distribution (blue hatching) and solar declination (red line) as a function of time; the green lines mark the equatorward boundaries of permanent winter polar night. The atmospheric pressure for the PNV9 model is shown at the upper right, and the calculated maximum temperature perturbations from the tides (including damping effects) at a pressure level  $P_{\text{ref}} = 0.1$  Pa are shown at lower left. The blue line shows the amplitude trend predicted solely on the basis of  $\delta_{\odot}$  and  $P_s$ . At lower right, the variation in tidal amplitude with latitude is shown for selected years, with colors matching the filled circles in the other panels. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)



**Fig. 5.** Predicted tide-generated perturbations for 1980–2025, using the Young (2013) volatile transport model EPP7. See Fig. 4 for a description of each panel, and text for additional details.



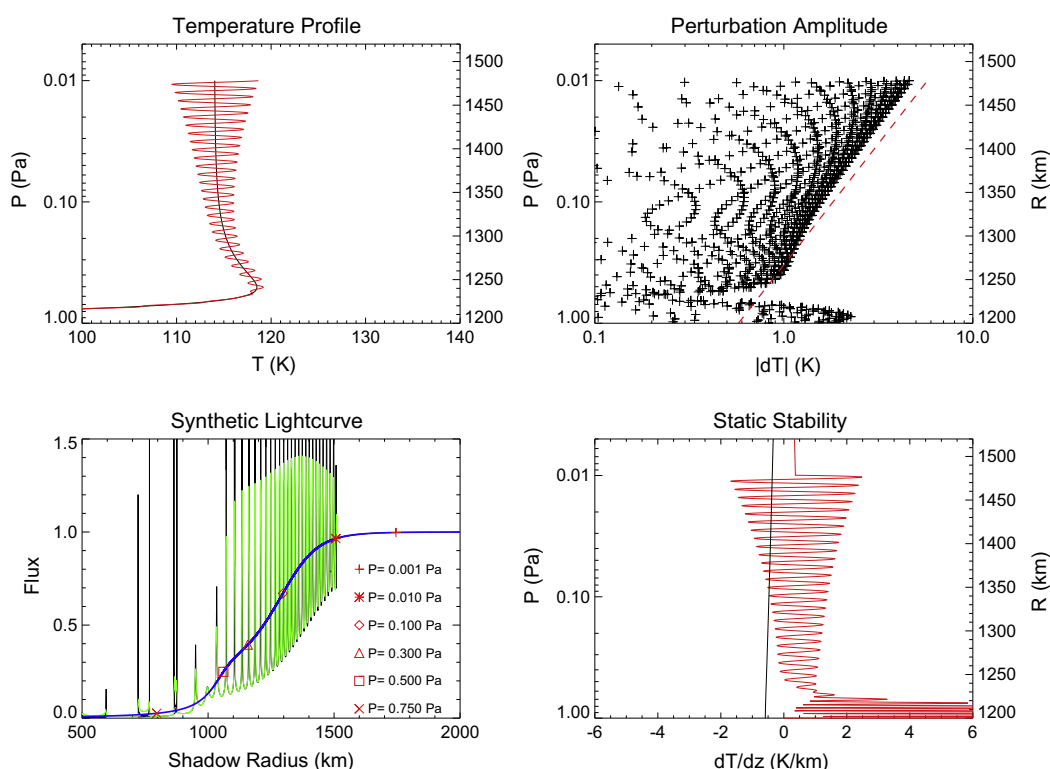
**Fig. 6.** Predicted tide-generated perturbations for 1980–2015, based on the [Young \(2013\)](#) volatile transport model EEC7. See [Fig. 4](#) for a description of each panel, and text for additional details. Note the abrupt atmospheric collapse by 2015. The two rightmost (gray) symbols correspond to 2012 and 2013 in this figure.



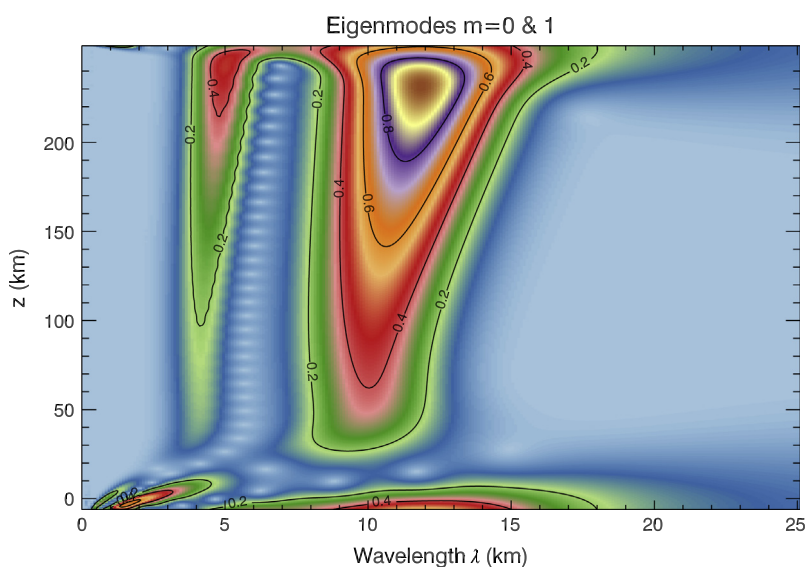
**Fig. 7.** Predicted tide-generated perturbations for 1980–2025, using the [Hansen et al. \(2015\)](#) volatile transport model, Run #22. See [Fig. 4](#) for a description of each panel, and text for additional details.

temperature perturbations of the  $m = 0$  and  $m = 1$  eigenmodes as a function of height. Note that the strong near-surface perturbations die out quite rapidly with height, within about 20 km of

the surface. (This is a characteristic feature of all of our Pluto tidal results, and is not tied to the sharp temperature rise between the cold surface and isothermal stratosphere; the same behavior is



**Fig. 8.** Tidal response at the equator to solar forcing of a uniform north polar frost cap with a southern limit of  $\phi = 20^\circ$ . The upper left panel shows the quiescent state temperature profile (black curve) with the overplotted tidally-disturbed wavelike profile from the dominant  $m = 0$  eigenmode of the tidal calculation superimposed, in red, as a function of pressure (left axis) and radius (right axis). The upper right panel shows the exponentially increasing amplitude of the vertically propagating wave, with individual points corresponding to the deviation between the perturbed temperature and the background state, at each pressure level, and the red dashed line showing the theoretical expectation in the absence of wave damping. The lower left panel shows a synthetic light curve for a model occultation of a point stellar source by Pluto for the atmospheric profile shown in the upper left. The black curve is the nominal geometric optics prediction, and the green curve accounts for ray crossing by co-adding multiple simultaneous stellar images, as necessary. No additional smoothing or time-binning has been applied. The overplotted blue curve is the predicted lightcurve for the quiescent state temperature profile, and the red symbols mark pressure levels sounded during the occultation. The lower right panel shows the vertical temperature gradient, with the solid black line marking the boundary of static stability  $\Gamma = -g/c_p$ . Notice that at high altitudes the waves are superadiabatic in this simulation.



**Fig. 9.** Wavelet spectrum of the temperature perturbations associated with the  $m = 0$  and  $m = 1$  eigenmodes for the tidal model shown in Fig. 8. The  $m = 0$  eigenmode is nearly monochromatic, with a dominant wavelength  $\lambda \sim 10\text{--}13$  km, and a rapidly increasing amplitude with height. The shorter wavelength  $m = 1$  eigenmode at left is monochromatic as well, and has a characteristic wavelength of about 4–5 km. Some of the strong near-surface waves diminish rapidly with height (within the lowest 20 km of the atmosphere), leaving weaker waves to propagate vertically. Physically, all of the vertical forcing occurs at the surface, and the modes that are amplified at higher altitudes are still present, but much weaker, in the apparent gap at  $z \approx 15\text{--}20$  km.

seen for models based on an isothermal atmosphere.) The vertical wavelength  $\lambda$  for the  $m = 0$  eigenmode is nearly monochromatic, rising slightly from about 10 km at  $z = 50$  km to about 13 km at

250 km. This is similar to the original tide model results obtained using Fourier analysis and a different  $T(P)$  and the HST94 frost map (see Fig. 8 of T10), and we find very little change in the



wavelength of the  $m = 0$  eigenmode in any of our model tidal calculations. Occultation observations of Pluto's atmosphere have revealed density fluctuations with vertical wavelengths of 8–20 km from the 2007 March 18 occultation of star P445.3 (McCarthy et al., 2008), comparable to the dominant eigenmode of our model calculations; Person et al. (2008) infer longer wavelengths in excess of 25 km for the same occultation.

The  $m = 1$  eigenmode typically has a much shorter vertical wavelength and a smaller amplitude. In this example, the vertical wavelength is about 4 to 5 km, a typical value for all of our tidal results. Since the Hough functions are mathematically complete, the tidal solution can be expressed in terms of them, and a full description of the temperature structure is given by the coaddition of all eigenmodes, although in practice eigenmodes with  $m \geq 2$  are so weak that they can be ignored. The spectral decomposition nicely separates the two eigenmodes in spatial frequency. We will return to this point.

Although the example shown in Fig. 8 is based on a very simple frost distribution – a polar cap that is uniform in longitude – we can anticipate that the tidal response of the atmosphere to more localized structure in the frost distribution will still be rather extensive laterally. For an atmospheric gravity wave affected by Coriolis forces, the characteristic aspect ratio of the wave is  $\mathcal{L}/H = N/\Omega$ , where  $\mathcal{L}$  is the Rossby radius of deformation,  $\Omega$  is the planetary rotation rate, and  $N$  is given by Eq. (2). For Pluto,  $\mathcal{L}$  is comparable to the radius of the planet. Alternatively, one can turn to direct observations of atmospheric gravity waves at Pluto, which show from the coherence of horizontal structure over large distances that the characteristic horizontal wavelength is of order 1000 km (Hubbard et al., 2009), based on a grazing near-equatorial occultation in 2007. From the 2002 August 21 occultation, Pasachoff et al. (2005) showed that there was substantial correlation in occultation spikes from sites separated by 121 km, also similarly indicative of layered atmospheric structure in Pluto's upper atmosphere.

### 3.2. Wave damping

The light curve in Fig. 8 differs conspicuously from actual Pluto occultation observations, and indeed T10 noted in their own comparison of tidal models with observations that the amplitudes of the predicted spikes in their synthetic light curves greatly exceeded those seen in the data (see their Fig. 9). We now explore a variety of possible explanations for this discrepancy. As noted above, in the classical tidal theory, vertically propagating waves increase in amplitude without limit, but in practice there are several potential saturation mechanisms. We have already noted that convective overturning will prevent waves from becoming superadiabatic, a point recognized early on by Hodges (1969) for terrestrial atmospheric waves. T10 estimated the pressure at which molecular viscosity will be important for damping wave amplitudes as  $\approx 0.01 (\Delta z/10 \text{ km})^2 \text{ Pa}$  (their Eq. 6), for a vertical disturbance of scale  $\Delta z$ . Since the characteristic wavelengths of the two dominant eigenmodes are about 13 and 4 km, respectively, we can expect moderate damping of the lowest order tidal eigenmode (and severe damping of the shorter and weaker mode) for pressures approaching 0.01 Pa.

Hubbard et al. (2009) considered the physics of buoyancy waves in Pluto's high atmosphere, and showed that kinematic viscosity and thermal diffusivity have important and roughly comparable damping effects. They defined an amplitude factor that gives the decrease in energy after one oscillation of a propagating wave of vertical wavelength  $\lambda$  as

$$A_\lambda = e^{-\tau/\tau_\lambda}, \quad (3)$$

where in our case the wave period is the rotation period of Pluto (i.e.,  $\tau = 2\pi/\Omega$ ), and

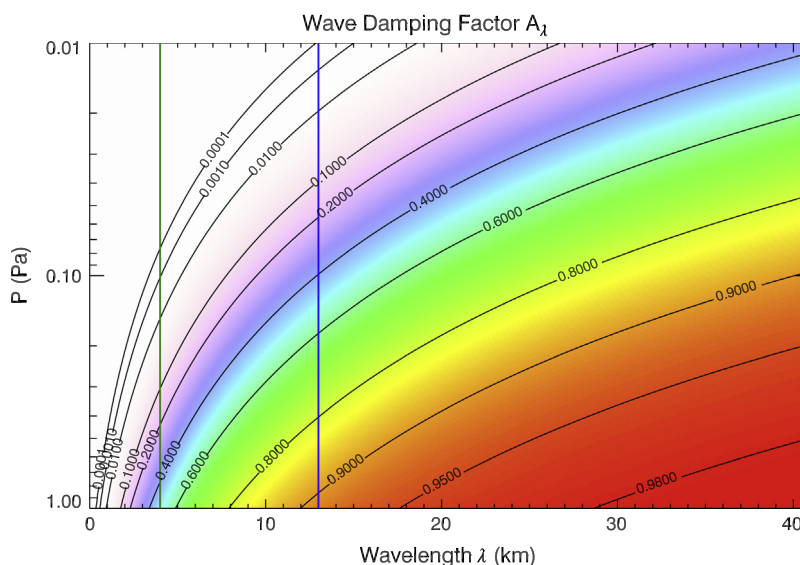
$$\tau_\lambda^{-1} = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \left[2\nu_V + \frac{5}{2}(\gamma - 1)\chi\right]. \quad (4)$$

Here,  $\nu_V = \eta/\rho$  and  $\chi = K_{\text{cond}}/\rho c_p$  are the kinematic viscosity and the thermal diffusivity, respectively,  $\eta$  is the molecular viscosity,  $\rho$  is the mass density,  $K_{\text{cond}}$  is the thermal conductivity, and  $c_p$  is the specific heat at constant pressure, as before. Since  $\tau_\lambda \propto \rho$ , the exponential factor in  $A_\lambda$  is itself exponential in height, and damping eventually becomes extremely important in the upper atmosphere. (Note that  $A_\lambda$  is a multiplicative factor applied to the undamped wave amplitude: for  $A_\lambda \lesssim 1$ , there is very weak damping, whereas for  $A_\lambda \ll 1$ , damping is severe.) The inverse-squared dependence on  $\lambda$  ensures that the short wavelength waves are strongly suppressed, a result demonstrated by Hubbard et al. (2009) by evaluating the actual spectrum of inertia-gravity waves at Pluto seen in occultation data.

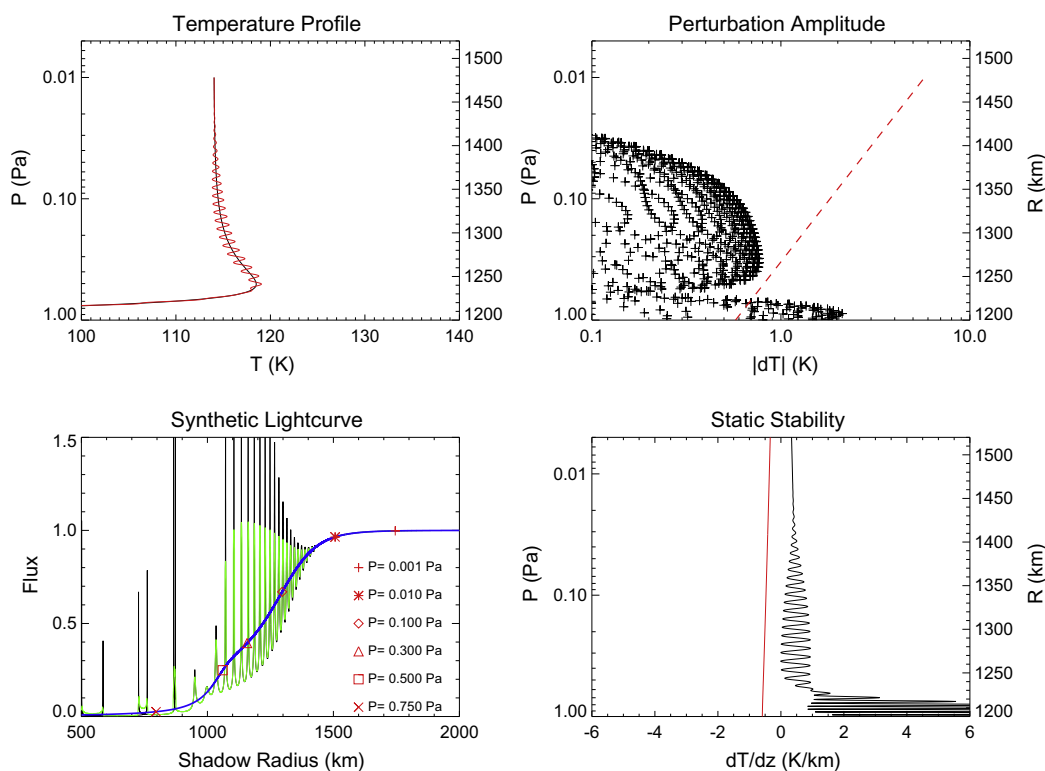
Given both the theoretical and observational support for the importance of wave damping at high altitudes, we have incorporated this effect in our tidal simulations. We adopt Hubbard et al.'s values for kinematic viscosity and thermal conductivity, and show in Fig. 10 the very strong dependence of the amplitude damping factor  $A_\lambda$  on vertical wavelength and atmospheric pressure. The blue and green vertical lines mark the dominant wavelengths of the first two eigenmodes, here taken as 13 and 4 km, respectively. Note the predicted virtual disappearance of the 4 km waves for pressures below  $\sim 0.3 \text{ Pa}$ , for which  $A_\lambda < 0.02$ . For the longer wavelength ( $m = 0$ ) eigenmode,  $A_\lambda = 0.1$  for a pressure of about 0.04 Pa. Referring to Fig. 8, we see that this is near the 0.8 flux level of the model light curve, indicating that a possible explanation for the absence of sharp spikes high in the observed light curves is wave damping.<sup>2</sup>

Informed by these results, our approach in calculating tidal models is to evaluate only the lowest (longest wavelength) eigenmode, and to apply the height-dependent damping factor  $A_\lambda$  to the nominal temperature perturbation profile  $dT(z)$  produced by the tidal model. For consistency with previous results (T10), we adopt an assumed vertical wavelength of  $\lambda_{\text{damp}} = 13 \text{ km}$  for the application of the damping factor. An example of this is shown in Fig. 11. Note the strong damping of the temperature perturbation with height in the upper left panel, where the nominal exponential growth with height is overwhelmed by the even stronger density dependence of  $A_\lambda$  in suppressing wave growth. This is seen in the upper right panel as well, where the wave amplitude decreases sharply with altitude, and no longer follows the simple power law for the classical tidal theory. (Physically, the dissipated wave energy ultimately heats the atmosphere itself, but the energy density of the waves is so low that we can ignore this effect – see French and Gierasch (1974) for details.) Given this strong suppression of tidal amplitude at pressures less than 0.1 Pa, we adopt  $P_{\text{ref}} = 0.1 \text{ Pa}$  as a reference level for estimating and comparing the strength of tides in all of the simulations that follow, except as noted. Numerically,  $A_\lambda = 0.37$  for  $\lambda_{\text{damp}} = 13 \text{ km}$  and  $P_{\text{ref}} = 0.1 \text{ Pa}$ . The corresponding synthetic light curve (lower left panel) still has strong spikes, but with reduced amplitude, and the damped waves are everywhere statically stable (lower right panel), as is the case for all of the tidal models we have calculated, obviating the need to apply an additional damping condition to prevent waves from becoming superadiabatic.

<sup>2</sup> This approach assumes that waves are damped locally, and that  $A_\lambda$  can be applied continuously as a function of local pressure. The actual circumstances of damping of a propagating wave are more complex, but as we will show below, this simple approach does a remarkably good job of matching the characteristics of actual occultation data.



**Fig. 10.** The multiplicative wave damping factor  $A_\lambda$  as a function of vertical wavelength  $\lambda$  and atmospheric pressure  $P$ . The vertical lines mark the dominant wavelengths for the  $m = 0$  (blue) and  $m = 1$  (green) tidal eigenmodes. The  $m = 1$  eigenmode is very strongly damped ( $A_\lambda \ll 1$ ) at all pressure levels, even deep in Pluto's atmosphere, whereas  $A_\lambda \geq 0.4$  for the  $m = 0$  eigenmode for  $P \geq 0.1$  Pa, diminishing rapidly at higher altitudes (lower pressures). (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)



**Fig. 11.** The tidal response to the same forcing as in Fig. 8, but with damping applied according to Eq. (3). The amplitude of the temperature perturbation is strongly suppressed for  $P < 0.1$  Pa (upper left panel), and no longer increases with height with the power law expected for an undamped wave (red dashed line in the upper right panel). The spikes in the model lightcurve at lower left, while still quite strong because the simulation is for the equator (where tidal modes are strongest), are reduced from the undamped case. The lower right panel shows that the waves generated by the diurnal tides are no longer superadiabatic, once damping is taken into account.

It is interesting to compare the static stability of the model tidal profile (Fig. 11, lower right) with results from high SNR Pluto occultations. Sicardy et al. (2003) showed that the temperature gradient for the ingress and egress profiles of the P131.1 occultation of 21 August 2002 is always strongly stable against convection (see their Fig. 2b, and Young et al. (2008) similarly found for the 12 June 2006 occultation that the wavelike thermal features are

everywhere similarly stable against convection (see their Fig. 4, lower right). Thus, there is observational support for waves on Pluto not reaching amplitudes that result in convective wave breaking. Here, we suggest that this comes about on Pluto by very effective damping by molecular effects (kinematic viscosity and thermal diffusivity), rather than by turbulent effects (eddy diffusion and eddy viscosity) that dominate in other atmospheres

where waves appear to be just critically stable – see the discussions in Young et al. (2005) for Jupiter, Sicardy et al. (1999) for Titan, and Zhao et al. (2003) for Earth.

### 3.3. Heuristic examples

We turn now to some examples of tidal forcing as a guide to understanding the seasonal dependence of the tidal amplitude on the frost distribution and atmospheric surface pressure.

#### 3.3.1. Advancing polar cap model

T10 used the HST94 frost map for their development of the original tidal model, with the advantage of verisimilitude but the disadvantage that it is difficult to anticipate how the results would differ with changing frost patterns over the season. Below, we compute models for Pluto’s atmospheric tides based on the surface frost patterns observed from *HST* (Fig. 3), which exhibit a rather complex distribution across the surface, as well as on the more schematic and longitudinally uniform frost distributions of volatile transport models. To illustrate the seasonal sensitivity of tides to the frost distribution, we begin with a simple example in which we calculate the strength of tides for a uniform north polar cap, where we vary both the southern extent of the frost cap and the solar declination. (This captures some of the seasonal variability evident in all four models shown in Figs. 4–7, each of which has a substantial north polar cap.) For these and subsequent examples, we express the strength of the tidal response as  $dT_{\max}$  (K) at  $P = 0.1$  Pa, the amplitude of the maximum predicted tide-induced temperature perturbation at any location and time ( $\phi, \lambda, t$ ) at a reference level  $P_{\text{ref}} = 0.1$  Pa. As justified above, we calculate only the lowest-order eigenmode of the tidal solution, and apply a pressure-dependent damping function for an assumed vertical wavelength of 13 km. This has the virtue of computational simplicity and uniformity of meaning across all tidal calculations, for any atmospheric surface pressure, frost distribution, or season.

Fig. 12 shows the predicted tidal amplitude as the southern extent of the north polar cap is varied, for a fixed solar declination  $\delta_{\odot} = -60^{\circ}$ , which represents extreme southern summer. Under these conditions, permanent polar night extends from the north pole down to  $\phi = +30^{\circ}$  (marked by the vertical blue line). The sub-solar latitude  $\delta_{\odot}$  is marked by the vertical red line. The latitude dependence of the solar forcing is shown as well, with the red line (solid between  $\phi = \pm 30^{\circ}$ ) representing the diurnal term in Eq. (A2), and the blue line (dashed for this same latitude range) being the

seasonal term, relative to the right axis of the plot. Each of these terms is shown by a solid line when it has the larger amplitude, and dashed where the other term dominates. In this case, near the equator, the diurnal term is largest, but it decreases as  $\cos \phi$  elsewhere. The black solid line shows the nominal amplitude of the tidal response (ignoring damping), as a function of the extent of the polar cap. Note that the tidal response  $dT = 0$  for polar caps that are confined to the winter night, since there is no solar illumination to drive sublimation north of  $\phi = 30^{\circ}$ . As the polar cap encroaches further south, the tidal amplitude increases, reaching a maximum of about  $dT = 2.5$  K for a frost distribution extending from the north pole to  $\phi = -20^{\circ}$ . Eventually, as nearly the entire surface of Pluto is covered by frost (a “snowball planet” model), the amplitude of the tidal response levels off to about  $dT = 1.9$  K. The dashed black curve shows the amplitude of the tidal response including the effects of damping, which substantially reduce the maximum amplitude to less than 1 K. Finally, the green curve shows the undamped tidal response using the original T10 prescription for calculating the tides, for which there is (unrealistically) a non-zero tidal response even when the pole is confined to the polar night ( $\phi > 30^{\circ}$ ). Appendix A describes our remedy for this deficiency in the original T10 model. With this exception, the original tidal model and our revised version are quite similar in overall response.

We now compare the results of this advancing polar cap example for several different solar declinations (Fig. 13). (For simplicity, we ignore damping in this case.) The strongest tidal response is for equinoctial conditions ( $\delta_{\odot} = 0^{\circ}$ ), decreasing rather gradually as  $|\delta_{\odot}|$  approaches  $30^{\circ}$ . Notice in particular that the tidal amplitudes are nearly identical for  $\delta_{\odot} = \pm 30^{\circ}$ , even though the frost distribution has a strong north–south asymmetry. (The difference between the two cases is plotted as a dashed line at the bottom of the plot, where a scale factor of 10 has been applied to make the difference visible to the eye.) This symmetry in response is a consequence of the north–south symmetry of the diurnal solar forcing term (see Eq. (A2)). For  $\delta_{\odot} = +60^{\circ}$ , winter night extends from the south pole to  $\phi = -30^{\circ}$ , accounting for the unchanging tidal response in this case as the southern limit of the polar cap is extended southward of  $\phi = -30^{\circ}$ .

The important conclusions to draw from this example are that a strong tidal response requires frost near the equator, independent of season, and that the strongest tidal response is near equinox, when the  $\cos \delta_{\odot}$  factor in the diurnal solar forcing is at a maximum. We will return to these points when we estimate the seasonal

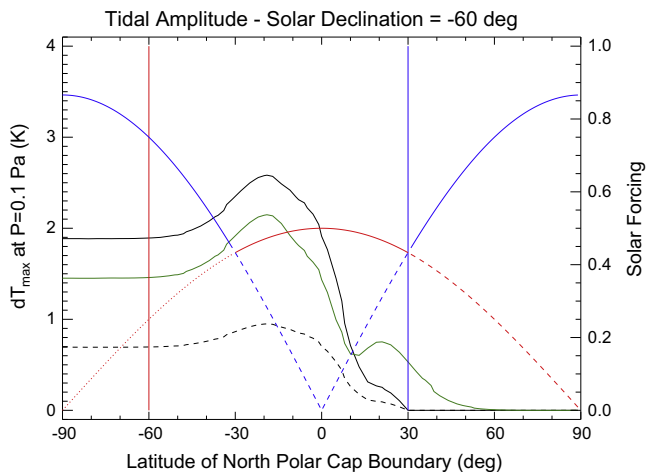


Fig. 12. Variation of the tidal response with the southern extent of a uniform north polar frost cap, for  $\delta_{\odot} = -60^{\circ}$ , representing extreme northern winter. See text for details.

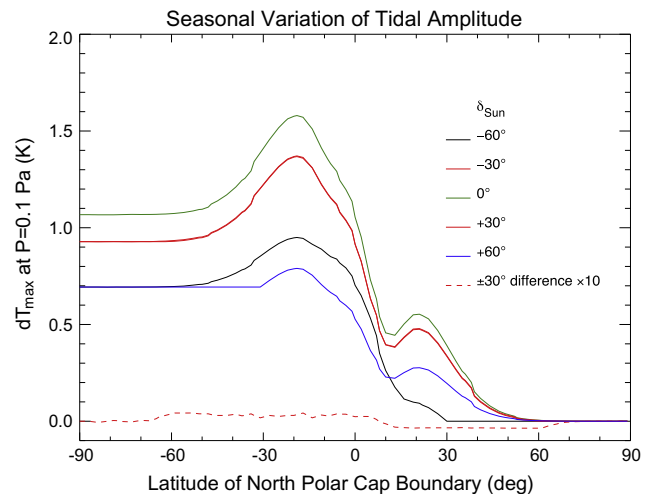


Fig. 13. Variation of the tidal response for the example of an advancing north polar cap, for several solar declinations. See text for details.

response to varying frost conditions predicted by volatile transport models.

### 3.3.2. Atmospheric pressure at Pluto's surface

In the original development of the tidal model, T10 pointed out that the tidally-induced vertical wind velocity driven by sublimation is inversely proportional to the gas density at the surface, which on the face of it would suggest that tidal amplitudes should vary roughly inversely with surface pressure as well. However, as we have seen above, damping is expected to be increasingly effective for pressures less than about  $P = 0.1$  Pa, for the typical wavelengths predicted for tides, and this has led us to define the amplitudes of the tides as the temperature perturbation seen at this same fixed pressure level  $P_{\text{ref}} = 0.1$  Pa, independent of the actual surface pressure.<sup>3</sup> Assuming that the amplitude of an undamped wave scales with height  $z$  as

$$dT(z) \propto \frac{e^{+z/2H}}{P_S} \quad (5)$$

and

$$P(z) = P_S e^{-z/H}, \quad (6)$$

we expect that

$$dT(P_{\text{ref}}) \propto (P_{\text{ref}} P_S)^{-1/2} \quad (7)$$

for an undamped wave and an isothermal atmosphere.

Fig. 14 shows the results of a series of calculations in which the surface pressure was varied between  $P_S = 0.15$  to 10 Pa, for  $\delta_{\odot} = 0^\circ$  and a uniform frost cover between  $\phi = -20^\circ$  and the north pole (the circumstances showing the maximum tidal amplitude in the example shown in Fig. 13). As expected, the tidal amplitude is weakest for the largest surface pressure, matching nicely the predicted increase in amplitude given by Eq. (7) shown by the red solid line. The deviations at low  $P_S$  are not surprising, given the non-isothermal nature of the assumed  $T(P)$  profile (Fig. 2) and the structure of the tidal response in the lowest 20 km of the atmosphere (Fig. 9). This scaling of  $dT \propto 1/\sqrt{P_S}$  holds for damped waves as well, since in our prescription the damping depends only on the local pressure, not the surface pressure.

## 4. Tidal predictions for seasonal volatile transport models

Armed with the physical insight gleaned from these heuristic examples, we now compute and compare the amplitude of tidal modes for a representative suite of frost conditions and volatile transport models.

### 4.1. HST frost maps

As noted previously, volatile transport models solve for the distribution of frost in vapor pressure equilibrium with the atmosphere for a given solar declination and heliocentric distance, resulting in changes with season of both frost distribution and the surface atmospheric pressure. To decouple these effects, we begin with a simpler case in which the frost map and atmospheric pressure are held fixed, and the solar declination (only) is varied between  $\delta_{\odot} = -60^\circ$  to  $+60^\circ$ . We compute the tidal response using both the HST94 and HST02/03 frost maps, including the effects of wave damping, for  $P_S = 1$  Pa and  $D_{\odot} = 30$  AU. The results are shown in the upper panel of Fig. 15. Each point represents a sepa-

<sup>3</sup> Observationally, a practical reason for this approach is that this pressure is near the half-intensity level of typical Earth-based stellar occultations by Pluto, just where the sensitivity to wave activity is greatest, and thus the tidal amplitude is tied to a pressure regime accessible to observations.

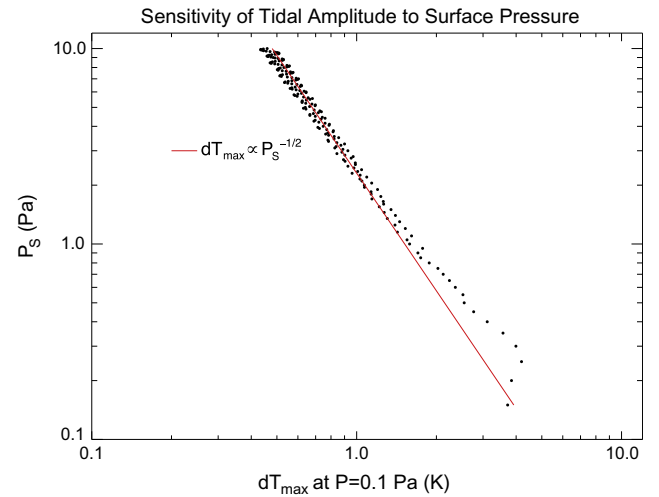


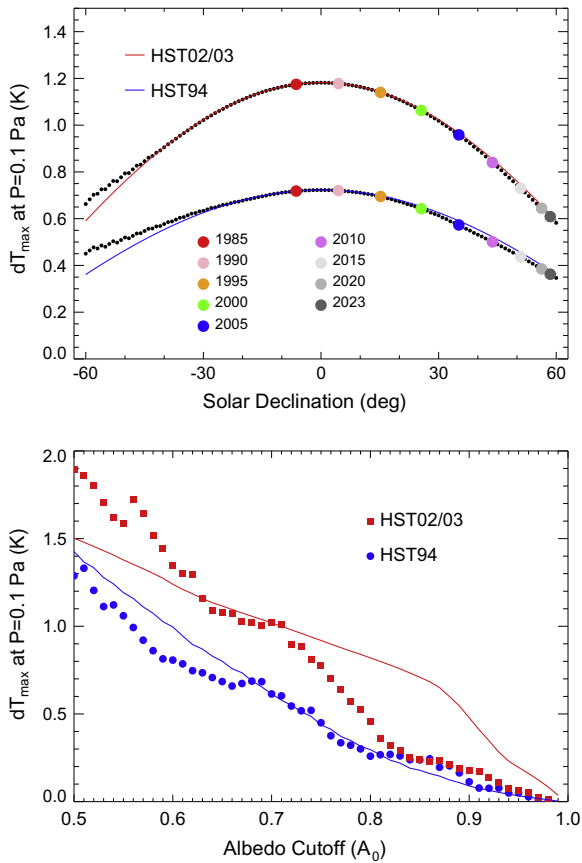
Fig. 14. Sensitivity of tidal amplitude to the surface pressure, for  $\delta_{\odot} = 0^\circ$  and a uniform frost distribution from north pole to  $\phi = -20^\circ$ . The maximum tidal amplitude  $dT$  is proportional to  $1/\sqrt{P_S}$  (red line), a combined effect of the increased amplitude of an initial wave with low surface pressure and the decreased altitude difference between a low surface pressure and the reference pressure  $P_{\text{ref}} = 0.1$  Pa. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

rate tidal calculation for a given  $\delta_{\odot}$ , with selected points labeled by year, for comparison with results to be described below for volatile transport models. The tidal response is highly symmetric about equinox, a result found previously for the advancing polar cap simulations, and to emphasize this point, we have overplotted  $\cos \delta_{\odot}$ , scaled to match the peak response at equinox. The tidal amplitude matches the cosine scaling almost exactly, except for the seasonal extremes when  $|\delta_{\odot}| > 50^\circ$ , where the actual response is somewhat greater than this in southern summer (northern winter) and weaker in southern winter (northern summer). In spite of the significant north/south dichotomy in the actual frost maps (a substantial polar cap in the north but not in the south), the amplitude of the maximum tidal response depends much more strongly on the solar declination than on the detailed frost distribution. Physically, this emerges from the direct proportionality of the amplitude of the solar forcing with  $\cos \delta_{\odot}$  and the fact that in this classical tidal model the atmospheric response is global, rather than local. We associated this previously with the deformation radius, and these sample calculations support the original conclusion of T10 that, while the tidal response does of course require the presence of illuminated surface frost to drive diurnal tides, the nature of these tides is not strongly coupled to the actual frost patterns.<sup>4</sup> Further support for this conclusion comes from a comparison of the tidal response for the two HST maps, which is larger by about a factor of two for the HST02/03 map than for the HST94 map, but otherwise shows very similar behavior, in spite of significant differences at high spatial frequencies in the frost distributions evident in Fig. 3. The factor of two results primarily from differences between the two maps in the area-weighted albedo factor  $(1 - A)$  in the diurnal forcing,  $F'$ .

The sensitivity of the predicted tidal amplitude to the cutoff albedo  $A_0$  is shown in the lower panel of Fig. 15, computed for  $\delta_{\odot} = 30^\circ$  and  $D_{\odot} = 30$  AU, where the general trend of decreasing tidal amplitude with increasing  $A_0$  is largely explained by the decreasing fraction of the surface area with albedo greater than

<sup>4</sup> A more complex tidal model that incorporates additional forcing frequencies (e.g., from topography) might well result in more localized waves, but that is beyond the scope of the present work.





**Fig. 15.** Variations in predicted tidal amplitude for the HST94 and HST02/03 frost maps. Upper panel: seasonal variation in the maximum tidal amplitude, including the effects of wave damping. Except for a constant scale factor due to the difference in the latitude-weighted total icy areas between the two maps, the tidal responses to the two maps are nearly identical. In spite of detailed differences in the two maps, the primary seasonal effect is in the amplitude of the diurnal component of the solar forcing, which is proportional to  $\cos \delta_{\odot}$ , overplotted on each suite of calculations. The colored symbols mark the declinations corresponding to specific years, for comparison with volatile transport models – see Figs. 4–7. Lower panel: sensitivity of tidal amplitude to the cutoff albedo  $A_0$ , computed for  $\delta_{\odot} = 30^{\circ}$  and  $D_{\odot} = 30$  AU. The solid lines show the trends in the total surface area with albedo greater than  $A_0$ , scaled to pass through the tidal amplitudes calculated for the nominal value of  $A_0 = 0.7$  adopted in the upper panel.

the cutoff albedo, as  $A_0$  increases, shown separately for the two frost maps by the solid trend lines scaled to pass through the tidal amplitudes predicted for the  $A_0 = 0.7$  case illustrated in the upper panel.

Combining these results with the test case in which the surface pressure was systematically varied, the tidal response scales with  $\delta_{\odot}$  and  $P_S$  as

$$dT_{\max} \propto \cos \delta_{\odot} / \sqrt{P_S}. \quad (8)$$

More generally, the combined scaling of the tidal response to changes in  $\delta_{\odot}$  and  $P_{\text{ref}}$  (independent of the frost distribution) is given by

$$dT(\delta_{\odot}, P_{\text{ref}}, P_S) \propto \cos \delta_{\odot} (P_{\text{ref}} P_S)^{-1/2}, \quad (9)$$

where the implied proportionality constant depends on the details of the albedo and frost distribution on the surface.

#### 4.2. PNV9

The PNV9 model of Young (2013) has a very simple frost distribution, and provides a good overall match to other observational

constraints such as the recent trends in atmospheric surface pressure inferred from stellar occultations. Fig. 4 shows the modeled frost distribution from 1980 to 2025 in the upper left panel, along with the solar declination as a function of time (red line), with selected years highlighted with the same meaning as the legend for Fig. 15. The green lines demarcate the equatorward boundaries of permanent polar night, poleward of which there is no sunlight to provide the forcing that drives diurnal tides. In this instance, only a small part of the north polar cap is hidden from sunlight prior to 1985. The upper right panel shows the variation of surface pressure  $P_S$  with time, which for the PNV9 model increases monotonically from about 1 to 3 Pa over this 45 year interval. The dashed line marks the reference pressure  $P_{\text{ref}} = 0.1$  Pa at which the tidal amplitude is calculated. The lower left panel shows the calculated tidal amplitude  $dT_{\max}$  at the reference pressure, year by year (including scaling by the damping factor  $A_i = 0.37$ ). The solid blue line represents the expected trend with year based solely on the scaling factor in Eq. (9) that takes into account the variations in surface pressure and solar declination. The observed trend matches the scaling quite well until about 2015, at which point the detailed tidal calculations predict substantially weaker tides than the simple scaling law (note the logarithmic vertical axis on this plot). At lower right, we show the latitudinal variation in the tidal amplitude, for each of the selected years. The strongest waves are equatorial, with conspicuous nodes at about  $\phi \pm 25^{\circ}$ . There is virtually no wave activity poleward of  $\phi = \pm 60^{\circ}$ .

#### 4.3. EPP7

The Young (2013) EPP7 model (Fig. 5) represents an intermediate case between PNV9 and EEC7, retaining an extensive north polar cap with a rapid post-equinox emergence and expansion of the winter south polar frost cap. The atmospheric pressure rise and fall is less dramatic than for EEC7, with a minimum during the 1980–2025 interval occurring near 1980, prior to the first detection of Pluto’s atmosphere. The predicted tidal amplitudes vary predictably with solar declination and surface pressure, and the confinement of strong tides to temperate latitudes is seen here as well.

#### 4.4. EEC7

The EEC7 model, shown in Fig. 6, exhibits a strikingly different frost pattern from PNV9, with a receding (and ultimately disappearing) north polar cap and an advancing south polar frost cap with the onset of northern summer/southern winter. A substantial fraction of the south polar frost is hidden from sunlight between 1990 and 2025, and therefore does not contribute to the diurnal forcing of waves. The predicted atmospheric pressure shows dramatic changes, rising rapidly from 1980 to a maximum near 2000, and then falling rapidly once again as a substantial fraction of the atmosphere freezes onto the extensive and expanding south polar cap. Again, the simple scaling law (Eq. (9)) accounts reasonably well for the calculated tidal amplitude, except between 1995 and 2005, where the detailed calculations show much weaker tides than can be accounted for solely by changes in solar declination and surface pressure. The weak tides in this interval are a result of the absence of near-equatorial surface frost in either hemisphere for  $|\phi| \lesssim 35^{\circ}$ . As with the PNV9 models, wave activity is predicted to be strongest in the equatorial regions.

#### 4.5. Hansen Run #22

Hansen et al. (2015) cite Run #22 as their favored model, providing the best match to current observational constraints. The model (illustrated in Fig. 7) represents an interesting intermediate

case between the Young (2013) EEC7 and EPP7 models, with a disappearing north polar cap by 2020, at which point the atmosphere begins a rapid collapse and deposition onto the nearly-hemispherical south polar cap. Once again, the scaling rule shown as a blue line in the lower left panel nicely tracks the predicted tidal amplitudes.

#### 4.6. Summary of volatile transport results

The tidal predictions for both the observed frost maps from *HST* and the widely varying frost migration models share several common characteristics. First, the strongest tides occur in near-equatorial latitudes and near equinox, as expected from the  $\cos \delta_{\odot} \cos \phi$  dependence of the solar forcing. Second, the anticipated inverse dependence of tidal strength on surface pressure is observed in every case, regardless of the frost distribution. Third, the presence or absence of near-equatorial frost can have a strong effect on the development of wave activity, but otherwise the details of the frost locations seem to have a relatively minor effect on the strength and location in latitude of the dominant tides. Finally, the strength of the tides varies substantially with latitude, being extremely weak near the poles, strongest near the equator, and with minima near tropical latitudes that may be associated with the Hough functions that represent the low-order solutions to the tidal equations (see Appendix A of T10). It is worth keeping in mind that the present-day frost maps differ in important ways from all of the volatile transport models we have examined. Both should be regarded as provisional guides, rather than detailed prescriptions, until we have a firmer observational basis from anticipated *New Horizons* measurements.

### 5. Comparisons with occultation observations

#### 5.1. Occultation events

In their original application of classical tidal theory to Pluto's atmosphere, T10 compared the predictions of their tidal model to occultation observations from 2002 and showed that the amplitudes and wavelengths of the tides reasonably matched those seen in the occultation data. Indeed, they found that the tidal model was almost too successful, in that it predicted spikes in the light curves that were substantially stronger than those seen in the data. In view of the considerable uncertainties in the frost patterns, the atmospheric surface pressure, and on the efficiency of wave generation, this agreement was still sufficiently promising to warrant a closer look. Here, we reexamine the task of calculating realistic occultation lightcurves based on a full description of atmospheric tides, taking into account the actual occultation geometry and the fully three-dimensional time-dependent character of the waves.

We begin by noting several important influences on the strength of tides and the character of the resulting model occultation lightcurves. First, we have seen that the strength of tides varies strongly with latitude (a point noted explicitly by T10), and thus a realistic calculation demands that the actual occultation geometry be taken into account. Second, both theory and observation strongly suggest that waves will be significantly damped in the upper atmosphere (also as noted, but not explicitly modeled, in T10), especially short wavelength structure associated with higher order eigenmodes of the tidal solution. This will reduce the strong spikes at high altitudes that were present in the T10 simulation (see their Fig. 9a). (Observationally, the detectability of short vertical wavelength structure is itself limited by the projected diameter of the occultation star, by the Fresnel scale of the observations (typically, a few kilometers), and the effective time

resolution of the data.) Third, we now have a reasonable scaling law that can account for seasonal variations in surface pressure and solar declination, variations that were outside the scope of the initial investigations of T10. Finally, the detailed frost distribution has a relatively minor effect on the strength of tides, as long as there is some equatorial frost, although the difference in the strength of tides predicted for the HST94 and HST02/03 maps suggests that the total areal extent of frost must also be taken into account.

We have chosen three high quality occultation experiments for this study. They span a range of solar declinations and each was widely observed by multiple observing groups. Here, we make use of a single occultation observation for each event, observed at a large telescope for both ingress and egress, with spikes of varying strength present in each lightcurve. Fig. 16 shows the occultation geometry as seen from the Earth for the 2002 August 21, 2006 June 12, and 2012 July 18 events. Table 1 includes the sub-occultation latitude, longitude, and local time ( $\phi$ ,  $\lambda$ , and  $t$ ) for each event, along with the solar declination  $\delta_{\odot}$ .

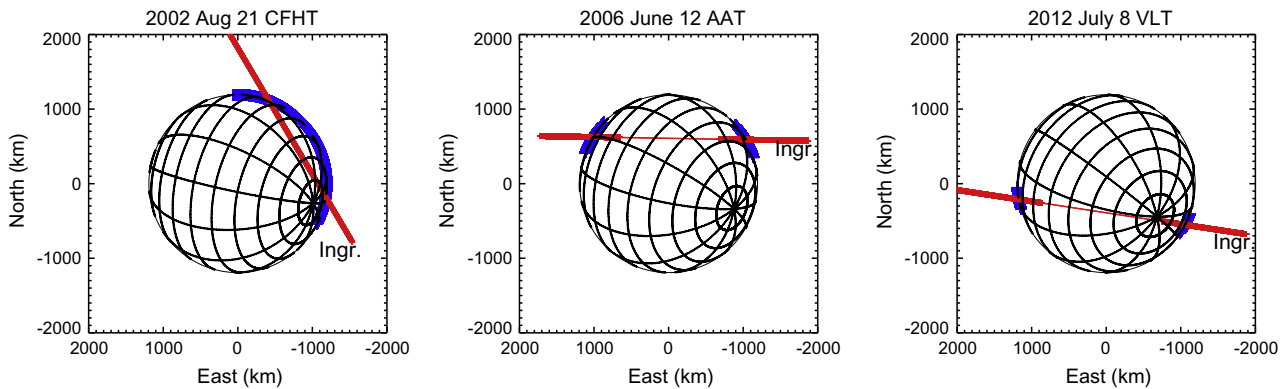
#### 5.2. Tidal models for occultation events

For each occultation, we compute the event geometry, determine the apparent path of the star in the sky relative to Pluto, and (for a given frost map and surface pressure) solve the tidal equations to determine the perturbed atmospheric structure along each ray path during the occultation, appropriately damped by the local atmospheric pressure at every point (Eq. (3)). We then compute model lightcurves for the ingress and egress occultations, and compare them to the actual observations.

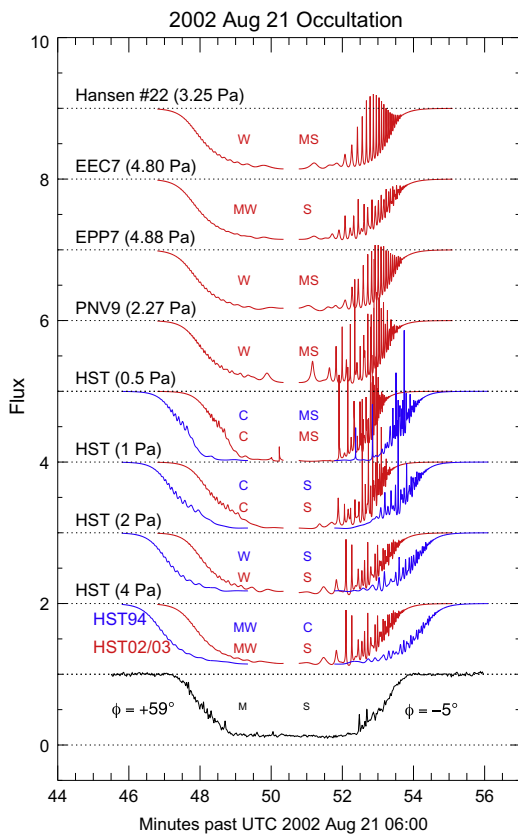
##### 5.2.1. 2002 August 21 occultation of P131.1

Fourteen years elapsed between the 1988 occultation that first revealed the detailed structure of Pluto's atmosphere (Hubbard et al., 1988; Elliot et al., 1989) and the high SNR occultation of P131.1 on 2002 August 21, observed with the Canada–France–Hawaii Telescope (CFHT) (Sicardy et al., 2003) and other stations (Pasachoff et al., 2005). During the interim there was a roughly twofold increase in atmospheric pressure on Pluto. The occultation geometry is shown on the *HST* frost maps in Fig. 16, and the sub-occultation ingress and egress tracks in latitude and longitude probed from CFHT during the event are shown in Fig. 3. The occultation occurred near a stationary point in Pluto's apparent position in the sky, resulting in the rather oblique sky plane path of the star behind the planet and a slow event velocity that enhanced the SNR of the lightcurve. Table 1 includes the key circumstances of the event for the purpose of computing synthetic lightcurves based on tidal models for the specific atmospheric regions probed.

The observed lightcurve from CFHT is shown at the bottom of Fig. 17. Ingress occurred over high northern latitudes ( $\phi = +59^{\circ}$ ), whereas egress was nearly equatorial ( $\phi = -5^{\circ}$ ). The solar declination at the time was  $\delta_{\odot} = +30.7^{\circ}$ . Spikes are more prominent in the egress profile than during ingress both in the CFHT (Sicardy et al., 2003) and the 2.24 m University of Hawaii telescope observations (Pasachoff et al., 2005), which is the expected pattern if the waves responsible for the spikes were generated by sublimation/deposition tides. To test this possibility, we computed the tidal response of the Pluto's atmosphere for the detailed circumstances of the actual observations, including the important effects of wave damping as described previously, and then generated synthetic lightcurves using a three-dimensional time-dependent geometric optics ray tracing code that accounts for the instantaneous variations in atmospheric refractivity along each ray path predicted by the tidal theory. For these comparisons, we used both *HST* frost maps and the four volatile transport models described previously, with the



**Fig. 16.** Occultation geometry for three Pluto occultations. The sky plane view of Pluto as seen from the Earth is shown in each case, with the changing aspect of the visible north pole clearly evident over the course of the three events. The path of the star relative to the center of the planet is shown in red, with thick symbols indicating time periods when the occultation star was visible; the thin red line, when present, connects the ingress and egress star paths. The blue symbols show the locations on the limb probed by the stellar image, displaced from the geometric (red) path by atmospheric refraction. During the 2002 August 21 event, the occultation chord was sufficiently grazing that starlight was visible along the limb throughout the occultation, resulting in a continuous observations from ingress to egress. Ingress is marked by Ingr. for each occultation. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)



**Fig. 17.** Observations and model lightcurves for the 2002 August 21 occultation by Pluto. The CFHT observations (Sicardy et al., 2003) are shown at the bottom, and synthetic lightcurves calculated from tidal models based on a variety of frost distributions and surface pressures are shown above, at a time resolution of 0.1 s. Results for the HST94 frost map are shown in blue and are displaced horizontally. Ingress occurred at high northern latitude ( $\phi = +59^\circ$ ) and egress was nearly equatorial ( $\phi = -5^\circ$ ). The spikes in the actual occultation data are more prominent during egress than ingress, which we attribute to the difference in latitudes sampled during the event. The model lightcurves show this dichotomy even more strongly. See note to Table 1 for definitions of letter codes assigned to each lightcurve.

appropriate solar declination, frost coverage, and surface pressure for each of the models. Table 1 includes the surface pressures assumed for the HST94 and HST02/03 simulations ( $P_s = 0.5, 1, 2,$

and 4 Pa), and the appropriate  $P_s$  values for the PNV9, EEC7, EPP7, and Hansen Run#22 cases for the date of the occultation.

The model lightcurves are displaced successively above the data in Fig. 17, labeled with the assumed surface pressure for each case. All of the models show a conspicuous asymmetry, with the high latitude ingress curves showing very weak waves and the nearly equatorial egress models showing very strong spikes caused by strong wave activity. This is simply a manifestation of the results shown in the lower right panels of Figs. 4–7, where the tidal amplitude is strongest near the equator and substantially reduced at high latitudes. Moving upward from the bottom, the HST94 and HST02/03 models show increased wave activity with decreasing surface pressure, as expected from the scaling relations described previously. Generally, the HST94 models provide the better match to this 2002 occultation than the HST02/03 model based on later HST data. For both HST maps and for all assumed pressures, the models predict less wave activity on ingress and more on egress than seen in the actual observations. The differences between the four volatile transport models at the top are largely due to differences in surface pressure, although the EEC7 and EPP7 models show differences in the egress profiles that must be due to frost pattern differences, since the surface pressures here are nearly identical.

Quantitatively, Sicardy et al. (2003) estimated that the spikes in the lightcurves were caused by temperature perturbations  $\Delta T \approx \pm 0.5\text{--}0.8$  K over vertical scales of 5–15 km. These estimates are consistent with the dominant wavelength of the tidal model and the maximum amplitudes in  $dT$  shown in Figs. 4–7 at lower left. Qualitatively, we have included in Table 1 a more subjective characterization of the strength of spikes in the observed ingress and egress lightcurves, and then for each model a comparative assessment of whether the predicted spike activity is weaker, comparable to, or stronger than the actual observations. We highlight in bold those instances where we judge that the predictions most closely match the character of the observed spikes. For this occultation, the most robust conclusion is that the observations show stronger spikes for the equatorial egress occultation than the polar ingress occultation, as predicted by the tidal model. The observed ingress/egress differences are less pronounced than most of the model predictions, with the HST94  $P_s = 2\text{--}4$  Pa results most closely matching the data.

### 5.2.2. 2006 June 12 occultation

The 2006 June 12 occultation was widely observed over Australia and New Zealand (Elliot et al., 2007; Young et al., 2008), and the multiple chords across Pluto provided strong constraints on the

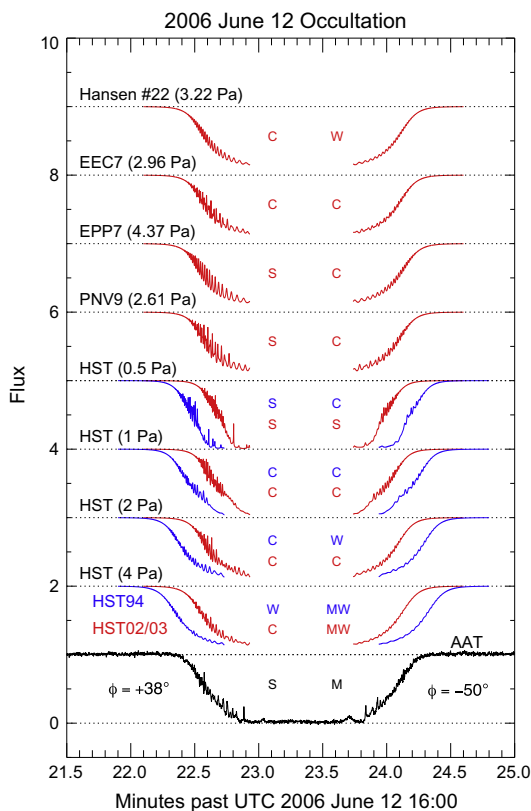
actual occultation geometry, shown in Fig. 16 for the observations from the Anglo-Australian Telescope (AAT) 4 m telescope, which provided the highest SNR data of the event. As before, the sub-occultation ingress and egress paths are plotted on the *HST* frost maps (Fig. 3). Ingress occurred at moderate northern latitude ( $\phi = +38^\circ$ ), while egress was at a somewhat higher southern latitude ( $\phi = -50^\circ$ ). The solar declination was  $\delta_\odot = +37.8^\circ$ . The observed lightcurve is plotted at the bottom of Fig. 18, showing spike activity for both ingress and egress, but more pronounced for ingress. The corresponding model lightcurves are plotted above, for the same frost models as before. All of the models show stronger wave activity on ingress than egress, in agreement with the observations, and there are some examples where the match with observations is quite good, particularly the HST02/03 (2 Pa) and the EEC7 models. As before, we include in Table 1 our qualitative comparisons of each model with the corresponding ingress or egress observations. For this occultation, the predicted amplitude of the spikes is very much in keeping with the observations for most models, providing support for the diurnal sublimation/deposition model of wave generation.

### 5.2.3. 2012 July 18 occultation of P20120718

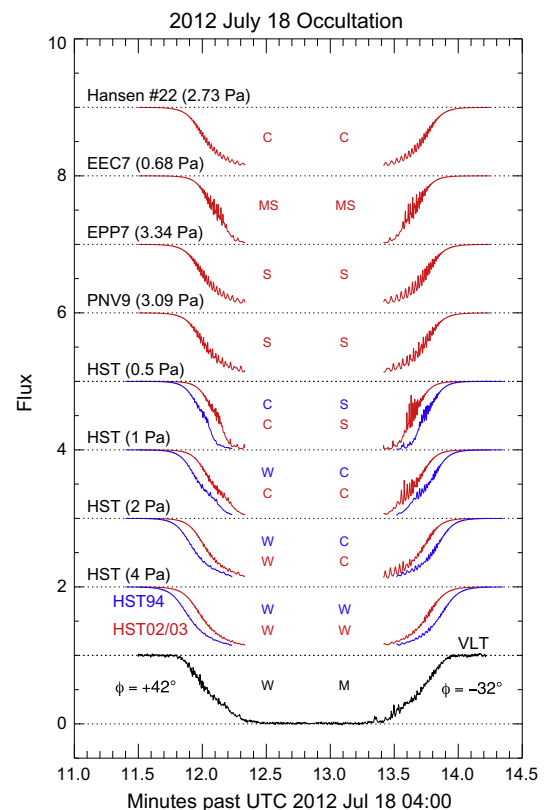
The 2012 July 18 occultation of P20120718 was observable over South America, and outstanding quality data were obtained with

the Very Large Telescope (VLT) of the European Southern Observatory on Cerro Paranal, Chile. (A detailed analysis of these observations will be presented elsewhere.) The geometry of the occultation is illustrated in Fig. 16, and the occultation tracks are shown on the *HST* frost maps, as before. Ingress occurred at  $\phi = +42^\circ$  and egress at  $\phi = -32^\circ$ ; the solar declination was  $\delta_\odot = +47.6^\circ$ . The observed lightcurve is shown at the bottom of Fig. 19, with visible spikes near the half-intensity level on ingress and deeper into the occultation on egress. The corresponding model lightcurves based on tidal predictions for a variety of frost distributions and surface pressures are displaced above the data, as before. The HST02/03  $P_S = 2$  Pa and  $P_S = 4$  Pa models resemble the data rather well, while the HST94 models provide a poorer match, perhaps because the frost patterns from the later *HST* observations more closely match the actual conditions for this 2012 occultation than the 1994 *HST* results. Of the volatile transport models, the Hansen #22 example provides the best match to the data in terms of the relative amplitudes of the wave-induced intensity variations in the lightcurve.

It is interesting to compare the ingress model predictions for this event and the 2006 June 12 event, which sampled a very similar latitude ( $\phi = +38^\circ$  in 2006 and  $\phi = +42^\circ$  in 2012). The wave activity predicted for the 2006 event (Fig. 18) is substantially stronger than for 2012 (Fig. 19), in spite of the very similar



**Fig. 18.** Observations and model lightcurves for the 2006 June 12 occultation by Pluto. The AAT observations (Young et al., 2008) are shown at the bottom, and synthetic lightcurves calculated from tidal models based on a variety of frost distributions and surface pressures are shown above, at a time resolution of 0.1 s. Results for the HST94 frost map are shown in blue and are displaced horizontally. Ingress occurred at moderate northern latitude ( $\phi = +38^\circ$ ), and egress was at a somewhat higher southern latitude ( $\phi = -50^\circ$ ). The spikes in the actual occultation data are more prominent during ingress than egress, which we attribute to the difference in latitudes sampled during the event. The model lightcurves share this characteristic, and generally match the relative amplitudes of the spikes during ingress and egress. See note to Table 1 for definitions of letter codes assigned to each lightcurve.



**Fig. 19.** Observations and model lightcurves for the 2012 July 18 occultation by Pluto. The VLT observations are shown at the bottom, synthetic lightcurves calculated from tidal models based on a variety of frost distributions and surface pressures are shown above, smoothed from a calculated time resolution of 0.1 s to the time resolution of the data (0.2 s). Results for the HST94 frost map are shown in blue and are displaced horizontally. Ingress occurred at  $\phi = +42^\circ$  and egress was at  $\phi = -32^\circ$ . Spikes in the ingress data are somewhat weaker and higher on the lightcurve than during egress. The model lightcurves generally show stronger wave activity in the egress lightcurve, attributable to a somewhat more equatorial latitude probed during egress than ingress. See note to Table 1 for definitions of letter codes assigned to each lightcurve.



latitudes probed by the occultations. For the volatile transport models, part of the difference is attributable to changes in the assumed surface pressure, but even taking the  $1/\sqrt{P_s}$  scaling into account, there is a substantial relative weakening in predicted tidal strength for the later event. This is even more evident for the HST02/03 models, for which the pressures are the same for both simulations. Since the tides are longitudinally quite extended, the differences in the predictions are not attributable to differences in the sub-occultation longitude or local time of day, and instead must be associated with the only other relevant factor, the solar declination. The expected relative strength of the solar forcing and resultant tidal disturbances for 2012 compared to 2006, based on solar declination, is given by  $\cos(47.6^\circ)/\cos(37.8^\circ) = 0.85$ , in the right direction to account for the weakening of the waves.

#### 5.2.4. Summary of occultation results

We have compared model predictions based on tidal calculations and a suite of frost models to actual observations of three occultations from 2002, 2006, and 2012 that sample a wide range of latitudes and varied solar declinations. For the volatile transport models, the tidal calculations were completely prescriptive, with no free parameters to the tidal calculations other than the multiplicative wave damping factor discussed previously. In general, these models give a reasonable match to the observations and in particular to the differences in observed spike activity on ingress and egress, which we attribute primarily to the differences in latitude probed. The differences between the predictions for different volatile transport models are more closely related to differences in the assumed surface pressure than to differences in the frost patterns themselves, although there are some indications that the frost patterns slightly affect the overall character of the predictions. From the qualitative comparison of spike activity in Table 1, our results suggest that the surface pressure is significantly lower than  $P_s = 4$  Pa at the time of these occultations, since the observed spike activity is generally larger than that predicted for this surface pressure. The agreement is much better for  $P_s \sim 1\text{--}2$  Pa, but then degrades for lower surface pressures, where the predicted spike activity is stronger than what is observed.

The *HST* frost map models give us a bit more freedom, since they do not prescribe a surface pressure, and in our calculations we see clearly the expected pattern of weaker waves with increased surface pressure. The HST02/03 tide models match the later occultations in 2006 and 2012 better than the HST94 models, which provide a better match to the 2002 data. This supports the idea that substantial, observable frost transport occurred over the time range between the two *HST* data sets.

The characteristics of the spikes in the tidal model lightcurves generally resemble the actual observations, for the most part, with improvements over the earlier comparison between model and data in T10 because we now account for wave damping and compute the model lightcurves with a ray-tracing code that handles the full three-dimensional character of the tidal disturbance, for the actual event geometry. Given the idealized frost distributions of the volatile transport models and the differences in predicted wave amplitudes for the HST94 and HST02/03 frost models themselves, we should not expect perfect agreement with the observations. We regard these simulations as supportive of the proposal that diurnal frost sublimation/deposition is an important driver of wave activity on Pluto, which was the main conclusion of T10.

Several occultation groups have compared the inferred atmospheric pressure and occultation shadow radius over time with Hansen and Paige (1996) and more recent volatile transport models to predict whether a detectable atmosphere will be present at the time of the *New Horizons* encounter in 2015 (Elliot et al., 2007; Young et al., 2008). Elliot et al. (2007) found that the shadow

radius increased between 1998 and 2002, but was unchanged between 2002 and 2006, favoring frost migration models with low thermal inertia very similar to the Hansen Run #22 results shown in Fig. 7. Young et al. (2008) similarly favored low thermal inertia, high surface emissivity Hansen and Paige (1996) models, predicting only slight reductions in atmospheric pressure through 2015. More recently, Olkin et al. (2013) found that the general family of PNV models of Young (2013) provide the best match to the historical trends in atmospheric pressure, again consistent with only modest reductions in surface pressure by 2015. Person (2013) compared the half-light radius of Pluto's atmosphere as measured by stellar occultations and found a modest decrease in Pluto's global pressure since 2002, which appears to be consistent with the Run #22 model favored by Hansen et al. (2015), shown in Fig. 7. Overall, there seems to be a consensus about the trends of past pressure changes evident in occultation data, but less agreement about the detailed predicted behavior over the next several years. Fortunately, this uncertainty should be resolved by a combination of *New Horizons* and future occultation observations.

Our analysis is complementary to these studies in that we make use of the amplitudes of the *perturbations* (spikes) in the lightcurves (rather than the mean lightcurves themselves) to compare with the frost migration models. Based on the results summarized in Table 1, among the volatile transport models the Hansen Run #22 results provide a better overall match to the observed spikes in the 2002, 2006, and 2012 occultations than the PNV9, EPP7, and EEC7 models, in part because the lower assumed surface pressures result in better matches for the spike amplitudes. The best matches come from using the *HST* frost maps for the actual frost distributions: the HST94  $P_s = 1.0$  Pa results are best for the 2002 event and the HST02/03  $P_s = 2.0$  Pa models give the best match to the 2006 and 2012 events. As a reminder, however, we had the freedom to vary the surface pressure for the *HST* frost map simulations, whereas the volatile transport models constrained the surface pressure for each occultation event. Given the freedom to vary the surface pressure for those models, it is possible that the tidal models could be made to match the observations more closely, but this would violate the physical assumptions of energy transport at the heart of these idealistic models.

## 6. Conclusions

Stellar occultation observations provide abundant evidence that Pluto's atmosphere has significant dynamical activity, and T10 developed a classical tidal model driven by the diurnal deposition and sublimation of surface frost that generated vertically propagating waves with amplitudes and wavelengths comparable to those seen in the occultation data. Here, we extend this tidal model to take into account seasonal effects, and we explore the sensitivity of tides to atmospheric pressure, frost distribution, and solar declination. We quantitatively incorporate the important role of damping by molecular viscosity and thermal diffusivity that act together to suppress the upward propagation of diurnally-driven waves with wavelengths much shorter than 10 km. We compute the predicted strength of tide-induced wave activity based on *HST* observations of the actual frost distribution on Pluto, and compare the results to calculations for four representative volatile transport models of Young (2013) and Hansen et al. (2015). Simple scaling rules successfully characterize the variation of the strength of tidal activity with surface pressure  $P_s$  and solar declination. Wave activity is strongest in the near-equatorial region, and depends rather weakly on the detailed frost distribution.

Using a 3-D time-dependent geometric optics ray-tracing code, we compute model light curves for the geometric circumstances of individual high-SNR observations of three occultations (2002

August 21, 2006 June 12, and 2012 July 18), and compare the strength and abundance of the scintillations in the models with those seen in the data, using both the *HST* frost maps and the volatile transport model predictions. The striking asymmetries in the strengths of spikes between ingress and egress seen in some events are reproduced in the tidal model simulations, due primarily to the latitudes probed during the occultation: occultations at high northern or southern latitudes uniformly have much weaker wave activity than more equatorial events. Tidal models suggest that the presence or absence of frost in the equatorial region is an important determinant of the strength of wave activity. We find the best match to observations for a surface pressure range of  $P_s = 1\text{--}2$  Pa. For higher surface pressures, the predicted spike amplitudes are generally weaker than those observed, and for  $P_s = 0.5$  Pa, the predicted spike amplitudes exceed the observed values. These results are somewhat dependent on the assumed efficiency of wave damping.

We regard the overall agreement of the simulations and observations as strong evidence that substantial, detectable wave activity on Pluto can be generated by the diurnal cycle of sublimation and deposition of surface frost. Nevertheless, it is prudent to keep in mind some observational and theoretical limitations of the tidal model. Observationally, the current frost maps from *HST* differ considerably from the predictions of more idealized seasonal volatile transport models, although these models capture the important physics of atmospheric migration over the seasons, with consequent changes in the equilibrium vapor pressure that can have profound effects on the character of tidally driven waves. Furthermore, the *HST* maps capture only the present surface albedo variations, leaving the past and future frost distributions much less certain, and our assumption that frost is present only for albedos greater than a cutoff value is an indication of our limited understanding of regional variations in surface composition on Pluto.

As a next step, it will be useful to compare the detailed tidal predictions with other high-SNR stellar occultation observations, including the *Kuiper Airborne Observatory* (KAO) data from the June 9, 1988 occultation of P8. Spike activity was quite minimal in the KAO observations (Elliot et al., 1989), even though the surface pressure on Pluto appears to have been substantially lower in 1988 than in the past decade, which would nominally produce stronger tidal activity according to Eq. (7). However, given the uncertainties in the surface frost distribution at that time and the possibility that atmospheric hazes strongly affected the observations, stronger conclusions must await a more detailed analysis.

Although the tidal model is remarkably successful in matching the amplitude and spatial distribution of wavelike activity in Pluto's atmosphere, as inferred from occultation experiments, it is worth keeping an open mind about alternative mechanisms that could drive waves, such as flow over large scale topography. From the dispersion relation for inertia-gravity waves, we estimate that horizontal wind speeds of a few  $\text{m s}^{-1}$  could generate waves with vertical wavelengths of 10–20 km, comparable to those predicted by the tidal model, but in the absence of any evidence for substantial topography on Pluto, it is not possible to compute the amplitudes of the putative waves or their regional locations. Similarly, barotropic or baroclinic instabilities might exist, especially along the edges of jets, that could give rise to wave activity. Yet another possibility is that nitrogen geysers on Pluto's surface, similar to those seen on Triton, could generate vertical flow and drive waves (W. Hubbard, personal communication, 2014). It is also possible, of course, that several, or indeed all, of these mechanisms operate in tandem to drive waves of varying wavelengths, amplitudes, and physical extents. These and other such suggestions must remain speculative until they can be tested using detailed observations of Pluto's atmosphere and surface from *New Horizons*.

On the theoretical side, we have restricted our attention to diurnal tidal forcing, with a rather straightforward model for the time dependence of sublimation and deposition that ultimately drive the waves. A more complete picture would require a more realistic physical model for the time dependence of the vertical wind velocities at the surface associated with deposition and sublimation. This might introduce shorter timescale, episodic vertical flow that could generate higher frequency, shorter wavelength gravity waves that could survive the severe damping suffered by longer period diurnal waves. There is some observational evidence for the presence of both shorter wavelength and higher frequency waves than those produced by the classical tidal model. We also ignore the mean atmospheric flow at the surface, which could importantly affect the character of the waves. Finally, our implementation of the tidal theory assumes that the atmospheric scale height is substantially smaller than the planetary radius. For Pluto, it will be important to account for the variation of the acceleration of gravity with radius when more detailed comparisons are made between the theory and observations. General circulation models have the prospect of being able to include all of the physics behind the classical tidal theory at the basis of the present work, but we caution that the damping effects of molecular viscosity and thermal diffusivity must be accurately included in the GCMs, or they could generate unrealistically large tidal responses.

With the impending arrival of the *New Horizons* spacecraft at Pluto in 2015, we predict from our tidal models that wave activity in the upper atmosphere will be strongest at equatorial regions and controlled in amplitude primarily by the surface pressure and damping effects, rather than by the detailed frost distribution. Nevertheless, accurate measurements of both the surface pressure and the surface frost and albedo distribution will provide definitive observational constraints for our tidal model that are currently lacking. Indeed, a detailed comparison of tidal activity in Pluto's atmosphere at the time of the *New Horizons* encounter would offer a critical test of our results, and perhaps provide insight into the effectiveness of wave damping and the efficiency of the production of vertically propagating inertia-gravity waves in this atmospheric regime. The fortuitous circumstance of Pluto currently passing across the Milky Way provides frequent opportunities for stellar occultations, and these will continue to provide information about possible seasonal changes in Pluto's atmosphere. If Pluto's atmosphere begins to collapse in the next few decades, we expect that future stellar occultations will provide evidence for greatly enhanced atmospheric wave activity.

## Acknowledgments

We are grateful to two anonymous referees for their detailed and constructive criticism of the original submission of this paper, and to William Hubbard for commenting on an earlier version of this work. This work was supported in part by NASA's Planetary Atmospheres Program. The 18 July 2012 data were collected at the European Southern Observatory (ESO) during run 089.C-0314(C).

## Appendix A. Seasonal effects in the classical tidal model

We use as basis for this work the tidal model for diurnally-driven sublimation and deposition of frost on Pluto's surface developed by T10. Since our goal is to identify possible seasonal effects in the strength and distribution of wave activity on Pluto, we have extended that tidal model so that it more realistically models the solar insolation variations over Pluto's seasons. (In the following, we assume that the reader is familiar with the Appendix of T10, which contains a complete description of the tidal calculations.)

We represent the forcing produced at the surface by the “breathing” of the frost surface over the course of a day at local time  $t$  (relative to midnight) as

$$F'(\lambda, \phi, \delta_{\odot}, t) = \frac{1}{2} F_{\odot} \hat{n}(\lambda, \phi) \cdot \hat{n}_{\odot}, \quad (\text{A1})$$

where  $F_{\odot}$  is the normal-incidence solar flux at Pluto,  $\hat{n}(\lambda, \phi)$  is the surface normal vector at longitude  $\lambda$  and latitude  $\phi$ , and  $\hat{n}_{\odot}$  is the unit vector in the anti-solar direction. The origin of longitude is local midnight, and  $\delta_{\odot}$  is the solar declination (i.e., the sub-solar latitude). Evaluating the dot product,  $F'$  becomes

$$F'(\lambda, \phi, \delta_{\odot}, t) = \frac{1}{2} F_{\odot} [\cos \delta_{\odot} \cos \phi e^{i(\Omega t + \lambda - \pi)} + \sin \delta_{\odot} \sin \phi], \quad (\text{A2})$$

where  $\Omega$  is the planetary rotation rate. T10 retained only the first term in this expression (their Eq. (A16)), absorbing the diurnally-invariant second term into a constant offset that was subsequently ignored, since their primary interest was to specify a periodic boundary condition to drive vertical winds and to compare the calculations with one particular season. This simplification resulted in a forcing function that is even in  $\delta_{\odot}$ , and thus does not distinguish between the winter and summer hemispheres, or between the winter and summer poles. Our goal is to retain the periodic nature of the boundary condition while taking note of the physical significance of the constant term.

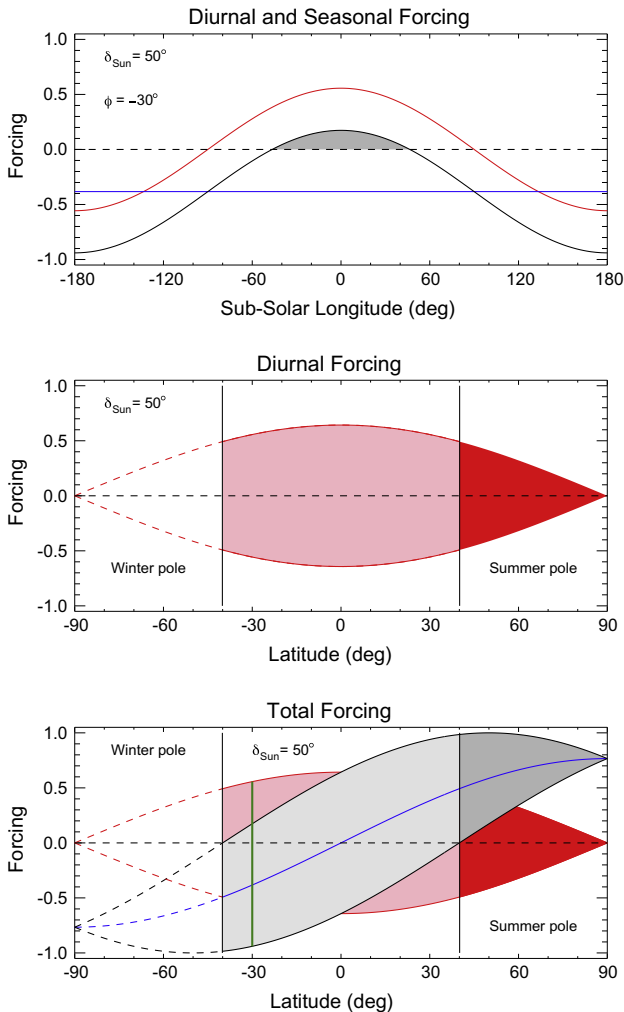


Fig. 20. Seasonal variations in solar forcing. See text for details.

Fig. 20 illustrates the seasonal variations implicit in the full version of Eq. (A2), for extreme northern summer conditions ( $\delta_{\odot} = 50^{\circ}$ ). The upper panel shows the diurnal term (the first term within the square brackets) as a red line, plotted as a function of sub-solar longitude ( $\lambda - \lambda_{\odot}$ ), for latitude  $\phi = -30^{\circ}$ . The blue line shows the constant term ( $\sin \delta_{\odot} \sin \phi$ ), which is negative by virtue of  $\delta_{\odot}$  and  $\phi$  having opposite signs. Geometrically, this term accounts for the difference between the summer and winter hemispheres, and effectively represents a shortening of the period of daylight during which sublimation can occur. This can be seen more clearly by adding the two terms of the dot product in Eq. (A1), resulting in the solid horizontal black line in the top panel of the figure. The modulation is still diurnal and of the same amplitude as the diurnal curve, but there is only a limited range of longitudes over the course of the day when the net forcing is positive, as shown by the shaded gray region. The forcing is negative when the surface is in darkness.

Next, consider the variation with latitude in the strength of the diurnal forcing term, as illustrated in the middle panel of Fig. A2. The envelope of curves has the form  $\pm \cos \delta_{\odot} \cos \phi$ , which we divide into three latitude zones. In the winter pole ( $\phi < -40^{\circ}$ , in this instance), there is no periodic forcing because the Sun is never visible during the day. At mid-latitudes, difference between night and day is most extreme, and the forcing has its largest amplitudes (shaded in pink). Finally, in the summer pole the Sun never sets but the diurnal variation in the forcing is relatively weaker (shaded in red).

Finally, consider the full contribution to  $\hat{n}(\lambda, \phi) \cdot \hat{n}_{\odot}$  shown in the bottom panel. Here, the blue line shows  $\sin \delta_{\odot} \sin \phi$ , which when added to the diurnal term results in the gray shaded region. Again, we identify three latitude zones. The winter pole ( $\phi < \delta_{\odot} - 90^{\circ} = -40^{\circ}$ , in this case) is demarcated by the location where the maximum forcing  $F'$  is zero, for all longitudes and times of day. The summer pole,  $+40^{\circ}$  in this case, is bounded by the latitude above which the Sun does not set during the day (dark gray shaded region). The vertical green bar marks the example shown in the upper panel of the plot, just north of the winter pole.

The tidal model makes the assumption that there is periodic vertical atmospheric motion at the surface, but it does not require that there is a perfect balance between sublimation and deposition over the course of the day. In the summer hemisphere, there might well be net sublimation due to the longer day, but the amplitude of variation in the vertical velocity over the course of a full planetary rotation is still assumed to be well-represented by the first term in brackets in Eq. (A2). Similarly, in the temperate winter latitudes, there is likely to be net deposition, but still a periodically variable vertical velocity at the surface, even if it has a negative mean value. The situation is different, however, in the winter pole, where the assumption of a diurnally periodic vertical wind breaks down because the Sun never illuminates the surface in this region at any time during the day.

This effect was not included in the original implementation of the tidal model (T10). We take account of it in this work by setting  $F'$  to zero for latitudes within the winter pole. For the spring-like conditions considered by T10, calculations confirm that inclusion of this effect has only a very small effect on the results they presented.

## References

- Brosch, N., 1995. The 1985 stellar occultation by Pluto. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 276, 571–578.
- Buie, M.W., Grundy, W.M., Young, E.F., Young, L.A., Stern, S.A., 2010. Pluto and Charon with the Hubble Space Telescope. II. Resolving changes on Pluto's surface and a map for Charon. *Astron. J.* 139, 1128–1143.
- Dobrovolskis, A.R., Harris, A.W., 1983. The obliquity of Pluto. *Icarus* 55, 231–235.

- Elliot, J.L., Dunham, E.W., Bosh, A.S., Slivan, S.M., Young, L.A., Wasserman, L.H., Millis, R.L., 1989. Pluto's atmosphere. *Icarus* 77, 148–170.
- Elliot, J.L. et al., 2003. The recent expansion of Pluto's atmosphere. *Nature* 424, 165–168.
- Elliot, J.L. et al., 2007. Changes in Pluto's atmosphere: 1988–2006. *Astron. J.* 134, 1–13.
- French, R.G., Gierasch, P.J., 1974. Waves in the jovian upper atmosphere. *J. Atmos. Sci.* 31, 1707–1712.
- Hansen, C.J., Paige, D.A., 1996. Seasonal nitrogen cycles on Pluto. *Icarus* 120, 247–265.
- Hansen, C.J., Paige, D.A., Young, L., 2015. Pluto's climate modeled with new observational constraints. *Icarus* 246, 183–191.
- Hapke, B., 1993. *Theory of Reflectance and Emittance Spectroscopy*. Topics in Remote Sensing. UK Cambridge University Press, Cambridge.
- Hodges, R.R.J., 1969. Eddy diffusion coefficients due to instabilities in internal gravity waves. *J. Geophys. Res.* 74, 4087–4090.
- Hubbard, W.B., Hunten, D.M., Dieters, S.W., Hill, K.M., Watson, R.D., 1988. Occultation evidence for an atmosphere on Pluto. *Nature* 336, 452–454.
- Hubbard, W.B., McCarthy, D.W., Kulesa, C.A., Benecchi, S.D., Person, M.J., Elliot, J.L., Gulbis, A.A.S., 2009. Buoyancy waves in Pluto's high atmosphere: Implications for stellar occultations. *Icarus* 204, 284–289.
- Lellouch, E., 1994. The thermal structure of Pluto's atmosphere: Clear VS hazy models. *Icarus* 108, 255–264.
- Lellouch, E., Sicardy, B., de Bergh, C., Käufel, H.-U., Kassi, S., Campargue, A., 2009. Pluto's lower atmosphere structure and methane abundance from high-resolution spectroscopy and stellar occultations. *Astron. Astrophys.* 495, L17–L21.
- Lellouch, E., Stansberry, J., Emery, J., Grundy, W., Cruikshank, D.P., 2011. Thermal properties of Pluto's and Charon's surfaces from Spitzer observations. *Icarus* 214, 701–716.
- McCarthy, D.W. et al., 2008. Long-wavelength density fluctuations resolved in Pluto's high atmosphere. *Astron. J.* 136, 1519–1522.
- Miller, C., Chanover, N.J., Murphy, J.R., 2010. 3-D general circulation model simulations of an N<sub>2</sub> microbar atmosphere. In: AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts, vol. 42. Bulletin of the American Astronomical Society, pp. 956.
- Olkin, C.B., et al., 2013. The May 4, 2013 stellar occultation by Pluto and implications for Pluto's atmosphere in 2014. In: The Pluto System on the Eve of Exploration by New Horizons: Perspectives and Predictions, Scientific Conference at APL, Laurel MD, July 22–26, 2013, pp. 115.
- Pasachoff, J.M. et al., 2005. The structure of Pluto's atmosphere from the 2002 August 21 stellar occultation. *Astron. J.* 129, 1718–1723.
- Person, M.J. et al., 2008. Waves in Pluto's upper atmosphere. *Astron. J.* 136, 1510–1518.
- Person, M.J., 2013. Trends in Pluto's atmosphere from stellar occultations. In: The Pluto System on the Eve of Exploration by New Horizons: Perspectives and Predictions, Scientific Conference at APL, Laurel MD, July 22–26, 2013, pp. 124.
- Person, M.J. et al., 2013. The 2011 June 23 stellar occultation by Pluto: Airborne and ground observations. *Astron. J.* 146 (4). Article ID: 83. <<http://0-iopscience.iop.org/luna.wellesley.edu/1538-3881/146/4/83/article>>.
- Rannou, P., Durré, G., 2009. Extinction layer detected by the 2003 star occultation on Pluto. *J. Geophys. Res. (Planets)* 114 (13), 11013.
- Roe, H.G., 2006. Methane in Pluto's atmosphere. In: AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts, vol. 38. Bulletin of the American Astronomical Society, pp. 542.
- Sicardy, B. et al., 2003. Large changes in Pluto's atmosphere as revealed by recent stellar occultations. *Nature* 424, 168–170.
- Sicardy, B., Ferri, F., Roques, F., Lecacheux, J., Pau, S., Brosch, N., Nevo, Y., Hubbard, W.B., Reitsemá, H.J., Blanco, C., Carreira, E., Beisker, W., Bittner, C., Bode, H.-J., Bruns, M., Denzau, H., Nezel, M., Riedel, E., Struckmann, H., Appleby, G., Forrest, R.W., Nicolson, L.K.M., Hollis, A.J., Miles, R., 1999. The structure of Titan's stratosphere from the 28 Sgr occultation. *Icarus* 142, 357–390.
- Spencer, J.R., Stansberry, J.A., Trafton, L.M., Young, E.F., Binzel, R.P., Croft, S.K., 1997. *Volatile Transport, Seasonal Cycles, and Atmospheric Dynamics on Pluto*. U. of Arizona Press, pp. 435.
- Stansberry, J.A., Yelle, R.V., 1999. Emissivity and the fate of Pluto's atmosphere. *Icarus* 141, 299–306.
- Stansberry, J.A., Lunine, J.I., Hubbard, W.B., Yelle, R.V., Hunten, D.M., 1994. Mirages and the nature of Pluto's atmosphere. *Icarus* 111, 503–513.
- Stern, S.A., Buie, M.W., Trafton, L.M., 1997. HST high-resolution images and maps of Pluto. *Astron. J.* 113, 827.
- Strobel, D.F., Zhu, X., Summers, M.E., Stevens, M.H., 1996. On the vertical thermal structure of Pluto's atmosphere. *Icarus* 120, 266–289.
- Thomas-Osip, J.E., Elliot, J.L., Clancy, K.B., 2002. Re-examination of the possibility of haze in Pluto's atmosphere based on multi-wavelength observations of the Pluto occultation of P131.1. In: American Astronomical Society Meeting Abstracts, vol. 34. Bulletin of the American Astronomical Society, pp. 1212.
- Toigo, A.D., Gierasch, P.J., Sicardy, B., Lellouch, E., 2010. Thermal tides on Pluto. *Icarus* 208, 402–411.
- Toigo, A.D., French, R.G., Gierasch, P.J., Richardson, M.I., 2013. The atmosphere and nitrogen cycle on Pluto as simulated by the PlutoWRF general circulation model. In: The Pluto System on the Eve of Exploration by New Horizons: Perspectives and Predictions, Scientific Conference at APL, Laurel MD, July 22–26, 2013, pp. 174.
- Trafton, L.M., Hunten, D.M., Zahnle, K.J., McNutt Jr., R.L., 1997. *Escape Processes at Pluto and Charon*. U. of Arizona Press, p. 475.
- Tryka, K.A., Brown, R.H., Cruikshank, D.P., Owen, T.C., Geballe, T.R., de Bergh, C., 1994. Temperature of nitrogen ice on Pluto and its implications for flux measurements. *Icarus* 112, 513–527.
- Vangvichith, M., Forget, F., Wordsworth, R., 2011. A 3D model of Pluto's atmosphere. In: EPSC-DPS Joint Meeting 2011, pp. 1165.
- Yelle, R.V., Lunine, J.I., 1989. Evidence for a molecule heavier than methane in the atmosphere of Pluto. *Nature* 339, 288–290.
- Young, L., et al., 2007. Visible and near-IR observations of the 2007 March 18 occultation by Pluto. In: AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts, vol. 39. Bulletin of the American Astronomical Society, pp. 541.
- Young, E.F. et al., 2008. Vertical structure in Pluto's atmosphere from the 2006 June 12 stellar occultation. *Astron. J.* 136, 1757–1769.
- Young, L.A., 2012. Volatile transport on inhomogeneous surfaces: I – Analytic expressions, with application to Pluto's day. *Icarus* 221, 80–88.
- Young, L.A., 2013. Pluto's seasons: New predictions for New Horizons. *Astrophys. J.* 766, L22.
- Young, L.A., Yelle, R.V., Young, R., Seiff, A., Kirk, D.B., 2005. Gravity waves in Jupiter's stratosphere, as measured by the Galileo ASI experiment. *Icarus* 173, 185–199.
- Zalucha, A.M., Michaels, T.I., 2013. A 3D general circulation model for Pluto and Triton with fixed volatile abundance and simplified surface forcing. *Icarus* 223, 819–831.
- Zalucha, A.M., Zhu, X., Gulbis, A.A.S., Strobel, D.F., Elliot, J.L., 2011. An investigation of Pluto's troposphere using stellar occultation light curves and an atmospheric radiative–conductive–convective model. *Icarus* 214, 685–700.
- Zhao, Y., Liu, A.Z., Gardner, C.S., 2003. Measurements of atmospheric stability in the mesopause region at starfire optical range, NM. *J. Atmos. Solar-Terrest. Phys.* 65, 219–232.
- Zhu, X., Strobel, D.F., Erwin, J.T., 2014. The density and thermal structure of Pluto's atmosphere and associated escape processes and rates. *Icarus* 228, 301–314.

# Apêndice C

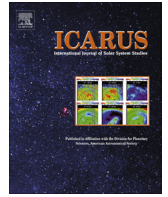
## Olkin et al. 2015

A atmosfera de Plutão está sujeita a intensas variações sazonais ao longo do seu movimento orbital, devido principalmente à excentricidade elevada e obliquidade da mesma. O planeta-anão recebe quase três vezes menos luz solar no afélio do que no periélio. Isso, combinado ao fato de que sua pressão superficial vem aumentando consideravelmente nas últimas décadas, fez com que os primeiros modeladores sugerissem que a atmosfera de Plutão iria expandir e colapsar ao longo de sua órbita (Stern & Tranton 1984).

Após a detecção definitiva da atmosfera de Plutão em 1988 (Millis *et al.* 1993), e a descoberta de  $N_2$  como o volátil dominante na atmosfera e superfície (Owen *et al.* 1993), modelagens mais sofisticadas foram feitas tanto na década de 1990 (Hansen & Paige 1996), como recentemente (Young 2013). Os modelos mais recentes, ao explorar uma gama maior de parâmetros, prevêem mudanças em escalas de tempo em décadas, dependendo da inércia térmica do substrato  $N_2$  e sua quantidade total. E, apenas em um subconjunto dos modelos, a pressão aumenta por um factor 2 entre 1988 e 2002/2006, como sugerem as observações (Sicardy *et al.* (2003); Elliot *et al.* (2003); Young *et al.* (2008)).

Deste modo, Olkin *et al.* (2015) combinaram dados de observações de ocultações estelares envolvendo Plutão de 1988-2013 (incluindo da curva de 4 de Maio de 2013 obtida no VLT/ESO), com modelos de equilíbrio de energia entre a superfície e atmosfera do planeta-anão em um estudo para compreender sua evolução temporal. Nesse estudo, os modelos preferenciais (com melhor ajuste) são consistentes com Plutão mantendo uma atmosfera colisional ao longo de toda a sua órbita de 248 anos (sem colapso). Os resultados de ocultações mostram ainda, um aumento na pressão atmosférica com o tempo. Essa tendência é presente apenas em modelos com alta inércia térmica, e uma calota polar de  $N_2$ , permanente no polo norte rotacional de Plutão.





## Evidence that Pluto's atmosphere does not collapse from occultations including the 2013 May 04 event



C.B. Olkin<sup>a,\*</sup>, L.A. Young<sup>a</sup>, D. Borncamp<sup>a,1</sup>, A. Pickles<sup>b</sup>, B. Sicardy<sup>c</sup>, M. Assafin<sup>d</sup>, F.B. Bianco<sup>e</sup>, M.W. Buie<sup>a</sup>, A. Dias de Oliveira<sup>c,j</sup>, M. Gillon<sup>f</sup>, R.G. French<sup>g</sup>, A. Ramos Gomes Jr.<sup>d</sup>, E. Jehin<sup>f</sup>, N. Morales<sup>h</sup>, C. Opitom<sup>f</sup>, J.L. Ortiz<sup>h</sup>, A. Maury<sup>i</sup>, M. Norbury<sup>b</sup>, F. Braga-Ribas<sup>j</sup>, R. Smith<sup>k</sup>, L.H. Wasserman<sup>l</sup>, E.F. Young<sup>a</sup>, M. Zacharias<sup>m</sup>, N. Zacharias<sup>m</sup>

<sup>a</sup> Southwest Research Institute, Boulder 80503, USA

<sup>b</sup> Las Cumbres Observatory Global Telescope Network, Goleta 93117, USA

<sup>c</sup> Observatoire de Paris, Meudon, France

<sup>d</sup> Universidade Federal do Rio de Janeiro, Observatorio do Valongo, Rio de Janeiro, Brazil

<sup>e</sup> Center for Cosmology and Particle Physics, New York University, NY 10003, USA

<sup>f</sup> Institut d'Astrophysique de l'Université de Liège, Liège, Belgium

<sup>g</sup> Wellesley College, Wellesley, 02481, USA

<sup>h</sup> Instituto de Astrofísica de Andalucía-CSIC, Granada, Spain

<sup>i</sup> San Pedro de Atacama Celestial Explorations (S.P.A.C.E.), San Pedro de Atacama, Chile

<sup>j</sup> Observatório Nacional/MCTI, Rio de Janeiro, Brazil

<sup>k</sup> Astrophysics Research Institute, Liverpool John Moores University, Liverpool, UK

<sup>l</sup> Lowell Observatory, Flagstaff 86001, USA

<sup>m</sup> United States Naval Observatory, Washington, DC 20392, USA

### ARTICLE INFO

#### Article history:

Received 31 August 2013

Revised 28 February 2014

Accepted 15 March 2014

Available online 27 March 2014

#### Keywords:

Pluto, atmosphere

Pluto, surface

Atmospheres, evolution

Occultations

### ABSTRACT

Combining stellar occultation observations probing Pluto's atmosphere from 1988 to 2013, and models of energy balance between Pluto's surface and atmosphere, we find the preferred models are consistent with Pluto retaining a collisional atmosphere throughout its 248-year orbit. The occultation results show an increasing atmospheric pressure with time in the current epoch, a trend present only in models with a high thermal inertia and a permanent N<sub>2</sub> ice cap at Pluto's north rotational pole.

© 2014 The Authors. Published by Elsevier Inc. This is an open access article under the CC BY license (<http://creativecommons.org/licenses/by/3.0/>).

### 1. Introduction

Pluto has an eccentric orbit,  $e = 0.26$ , and high obliquity,  $102\text{--}126^\circ$  (Dobrovolskis and Harris, 1983), leading to complex changes in surface insolation over a Pluto year, and, therefore, in surface temperatures. When the first volatile ice species, CH<sub>4</sub>, was discovered on Pluto's surface, researchers quickly recognized that these insolation and temperature variations would lead to large annual pressure variations, due to the very sensitive dependence of equilibrium vapor–pressure on the surface temperature.

Pluto receives nearly three times less sunlight at aphelion than perihelion, prompting early modelers to predict that Pluto's atmosphere would expand and collapse over its orbit (Stern and Trafton, 1984). More sophisticated models were made in the 1990s (Hansen and Paige, 1996), after the definitive detection of Pluto's atmosphere in 1988 (Millis et al., 1993) and the discovery of N<sub>2</sub> as the dominant volatile in the atmosphere and on the surface (Owen et al., 1993). Similar models were run recently (Young, 2013), systematically exploring a range of parameter space. These models predict changes on decadal timescales, dependent on the thermal inertia of the substrate and the total N<sub>2</sub> inventory. Only in a subset of the models did pressures increase by a factor of two between 1988 and 2002/2006, consistent with observations (Sicardy et al., 2003; Elliot et al., 2003; Young et al., 2008a). These models include important physical processes including the global

\* Corresponding author. Address: 1050 Walnut Street, Boulder, CO 80302, USA. Fax: +1 303 546 9685.

E-mail address: [colkin@boulder.swri.edu](mailto:colkin@boulder.swri.edu) (C.B. Olkin).

<sup>1</sup> Current address: Space Telescope Science Institute, Baltimore 21218, USA.

migration of  $N_2$  through a seasonal cycle and the varying heat sources which include insolation changes due to Pluto's varying heliocentric distance, the effect of time varying albedo patterns on insolation, the obliquity of Pluto which changes the frost pattern facing the Sun and finally the heat flow from or to the substrate. These are described in more detail in [Young \(2013\)](#). Over the course of a Pluto year, changes in global insolation drives the migration of 1 m of frost, therefore, seasonal changes in frost distribution are likely. Continuing observations of Pluto's atmospheric pressure on decadal timescales constrain thermal inertia, providing insight into deeper layers of the surface that are not visible in imaging.

## 2. Observations

Stellar occultations, where a body such as Pluto passes between an observer and a distant star, provide the most sensitive method for measuring Pluto's changing atmospheric pressure. Pluto was predicted to occult a 14th magnitude (R filter) star on May 4, 2013 ([Assafin et al., 2010](#)). This was one of the most favorable Pluto occultations of 2013 because of the bright star, slow shadow velocity (10.6 km/s at Cerro Tololo), and shadow path near large telescopes. An unusual opportunity to refine the predicted path of the shadow presented itself in March 2013 when Pluto passed within 0.5 arcsec of the occulted star six weeks before the occultation. The Portable High-Speed Occultation Telescope group (based at Southwest Research Institute, Lowell Observatory and Wellesley College) coordinated observations of the appulse from multiple sites including the 0.9-m astrograph at Cerro Tololo Inter-American Observatory (CTIO), the 1-m Liverpool Telescope on the Canary Islands, as well as the Las Cumbres Observatory Global Telescope Network (LCOGT) sites at McDonald Texas, CTIO Chile, SAAO South Africa, SSO Australia and Haleakala Hawaii. The appulse observations improved the knowledge of the shadow path location such that the final prediction was within 100 km of the reconstructed location.

Occultation observations were obtained from the three 1.0-m LCOGT telescopes at Cerro Tololo ([Brown et al., 2013](#)). The three telescopes have 1.0-m apertures and used identical instrumentation, an off-axis Finger Lakes Instrumentation MicroLine 4720 frame transfer CCD cameras, unfiltered. The cameras have a 2-s readout time, and autonomous observations were scheduled with different exposure times to provide adequate time resolution and minimize data gaps in the ensemble observation. We measured the combined flux from the merged image of Pluto, Charon and occultation star as a function of time using aperture photometry, and accounted for variable atmospheric transparency using differential photometry with five field stars. The light curves were normalized using post-occultation photometry of the field stars relative to the occultation star.

Observations were also attempted from the Research and Education Cooperative Occultation Network (RECON) from the western United States. This was an excellent opportunity to test the network and provided backup observing stations in case the actual path was further north than predicted. Observations were attempted at 14 sites and data were acquired at all sites, although in the end, all RECON sites were outside of the shadow path.

## 3. Modeling

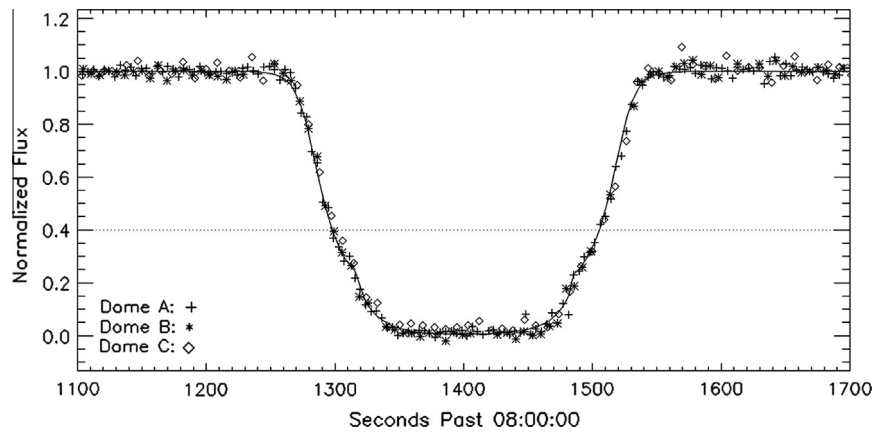
In order to interpret an occultation light curve we need to have accurate knowledge of the precise location of the star relative to Pluto. The geometric solution was obtained by a simultaneous fit to 7 light curves from the following five sites: Cerro Burek Argentina, LCOGT at Cerro Tololo Chile (3 light curves), Pico dos Dias Brazil, La Silla Observatory Chile and San Pedro de Atacama Chile.

The observation at San Pedro de Atacama was made using Caisey Harlinton's 0.5-m Searchlight Observatory Network Telescope. Details of the geometric solution will be given in a future paper. These sites span  $\sim 900$  km across the shadow covering more than 35% of Pluto's disk with chords both north and south of the centerline. The reconstructed impact parameter for LCOGT at Cerro Tololo (i.e., the closest distance of that site from the center of the occultation shadow) is  $370 \pm 5$  km with a mid time of  $08:23:21.60 \pm 0.05$  s UT on May 4, 2013.

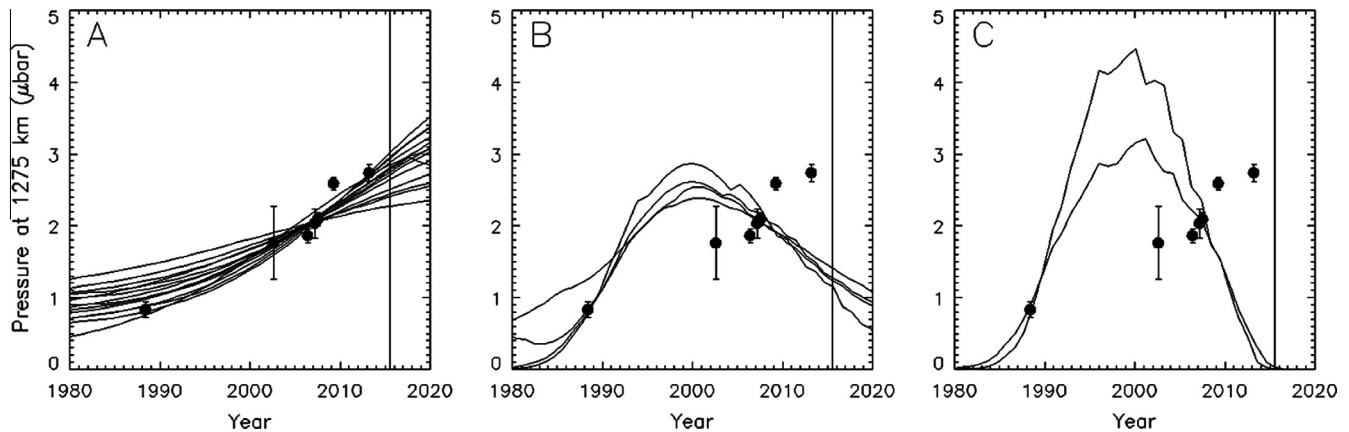
We fit the three LCOGT light curves simultaneously using a standard Pluto atmospheric model ([Elliot and Young, 1992](#)) that separates the atmosphere into two domains: a clear upper atmosphere with at most a small thermal gradient, and a lower atmosphere that potentially includes a haze layer. This model was developed after the 1988 Pluto occultation, which showed a distinct kink, or change in slope, in the light curve indicating a difference in the atmosphere above and below about 1215 km from Pluto's center. The lower atmosphere can be described with either a haze layer, or by a thermal gradient ([Eshleman, 1989](#); [Hubbard et al., 1990](#); [Stansberry et al., 1994](#)) or a combination of the two to match the low flux levels in the middle of the occultation light curves. We focus on the derived upper atmosphere parameters in this paper, but give the lower atmospheric parameters for completeness. [Fig. 1](#) shows the LCOGT light curves and the best fitting model with a pressure of  $2.7 \pm 0.2$  microbar and a temperature of  $113 \pm 2$  K for an isothermal atmosphere at 1275 km from Pluto's center. The lower atmosphere was fit with a haze onset radius of  $1224 \pm 2$  km, a haze extinction coefficient at onset of  $3.2 \pm 0.3 \times 10^3 \text{ km}^{-1}$  and a haze scale height of  $21 \pm 5$  km (see [Elliot and Young, 1992](#), for details). This atmospheric pressure extends the trend of increasing surface pressure with temperature since 1988.

Previous work ([Young, 2013](#)) combined stellar occultation observations from 1988 to 2010 and new volatile transport models to show that Pluto's seasonal variation can be fit by models that fall into one of three classes: a class with high thermal inertia, which results in a northern hemisphere that is never devoid of  $N_2$  ice (Permanent Northern Volatile, PNV, using the rotational north pole convention where the north pole is currently sunlit), a class with moderate thermal inertia and moderate  $N_2$  inventory, resulting in two periods of exchange of  $N_2$  ice between the northern and southern hemispheres that extend for decades after each equinox (Exchange with Pressure Plateau, EPP), and a class with moderate thermal inertia and smaller  $N_2$  inventory, where the two periods of exchange of  $N_2$  ice last only a short time after each equinox (Exchange with Early Collapse, EEC). These models do not include longitudinal variation in frost distribution and the runs in [Young \(2013\)](#) investigated only one value for the substrate albedo (0.2). All of the low-albedo substrate models have a low-albedo terrain at the south pole in 1989 during the mutual event season. However, the mutual event maps show a high albedo surface in the south pole. We have expanded the parameter-space search to include a high value for the substrate albedo (0.6) and find Permanent Northern Volatile models with substrate albedo of 0.6 on the south pole and volatiles with an assumed albedo of 0.4 on the northern hemisphere. This pattern would appear to have a brighter southern pole at the epoch of the mutual events (equinox in 1989). We present these model runs only to demonstrate that the models can produce solutions with a bright southern pole. Another consideration is the source of the bright south pole at equinox. The south pole could be bright due to  $CH_4$  ice at the south pole and this would not be reflected in the volatile-transport models because the models only consider the dominant volatile,  $N_2$ .

With this most recent stellar occultation of May 4 2013, we are able to distinguish between these three classes ([Fig. 2](#)) of seasonal variation. The new data clearly preclude the EEC ([Fig. 2C](#)) and EPP ([Fig. 2B](#)) classes. Only the PNV class is consistent with the



**Fig. 1.** The observed occultation light curves overlaid with the best fitting model. Time plotted is seconds after 2013 May 04 08:00:00 UTC. The line at normalized flux of 0.4 corresponds to 1275 km in Pluto's atmosphere. The transition from the upper atmosphere to the lower atmosphere in the fitted model occurs at a flux level of  $\sim 0.25$  in these data (see text for details). All three telescopes are 1.0-m telescopes located at the Cerro Tololo LCOGT node. The WGS 84 Coordinates of the three telescopes are (1) Dome A: Latitude:  $30^{\circ}.167383S$ , Longitude:  $70^{\circ}.804789W$ , (2) Dome B: Latitude:  $30^{\circ}.167331S$ , Longitude:  $70^{\circ}.804661W$  and (3) Dome C: Latitude:  $30^{\circ}.167447S$ , Longitude:  $70^{\circ}.804681W$ . All telescopes are at an altitude of 2201 m. The Dome A telescope used a 2-s integration time; Dome B used a 3-s integration time and Dome C used a 5-s integration time.



**Fig. 2.** Comparison of pressures derived from occultation measurements to pressures from volatile transport models that are consistent with the 1988 and 2006 occultations, and also roughly consistent with visible, infrared, and thermal measurements (the preferred runs of Young, 2013). Points indicate pressures in Pluto's atmosphere at 1275 km from Pluto's center, derived from fits of occultation data using the model of Elliot and Young (1992), and the points are repeated in each panel. Lines correspond to modeled pressures for the Permanent Northern Volatiles (PNV) cases (2A), the Exchange with Pressure Plateau (EPP) cases (2B), and the Exchange with Early Collapse (EEC) cases (2C). As the pressures throughout the Pluto year for EPP1 (Young, 2013) resemble the PNV cases (with a minimum pressure of 21 microbars for EPP1), and the pressures for PNV8 resemble the EPP cases, these two models are plotted with the alternative category. The only class of model consistent with the increasing pressure from 1988 to 2013 is the Permanent Northern Volatile class. The vertical line in each panel is the closest approach of the New Horizons spacecraft to Pluto in July 2015.

observations that show an increasing surface pressure in the current epoch. Both the EEC and EPP classes result in condensation of Pluto's atmosphere after solstice with surface pressures at the nanobar level or less (Young, 2013). The PNV model has a high thermal inertia, such that the atmosphere does not collapse over the course of a Pluto year with typical minimum values for the surface pressure of roughly 10 microbar. At this surface pressure the atmosphere is collisional and present globally, and we conclude that Pluto's atmosphere does not collapse at any point during its 248-year orbit. We consider that an atmosphere has not collapsed if it is global, collisional, and opaque to UV radiation. An atmosphere that is global and collisional can efficiently transport latent heat over its whole surface. The cutoff for a global atmosphere is  $\sim 0.06$  microbars (Spencer et al., 1997) or more than 2 orders of magnitude smaller than the typical minimum pressure for PNV models.

#### 4. Discussion

The PNV model runs that show an increasing atmospheric pressure with time over the span of stellar occultation observations

(1988–2013) have substrate thermal inertias of 1000 or  $3162 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1/2} \text{ K}^{-1}$  (tiu). These values are much larger than the thermal inertia measured from daily variation in temperature on Pluto of 20–30 tiu for the non- $\text{N}_2$  ice regions (Lellouch et al., 2011), or on other bodies such as Mimas, 16–66 tiu (Howett et al., 2011). The range of thermal inertias derived for Pluto from this work is comparable to that for pure, non-porous  $\text{H}_2\text{O}$  ice at 30–40 K, 2300–3500 tiu (Spencer and Moore, 1992). This points to a variation of thermal inertia with depth on Pluto. The variation of temperature over a day probes depths of  $\sim 1$  m, while the seasonal models depend on conditions near 100 m, indicating that the thermal inertia is lower near the surface ( $\sim 1$  m) than at depth ( $\sim 100$  m).

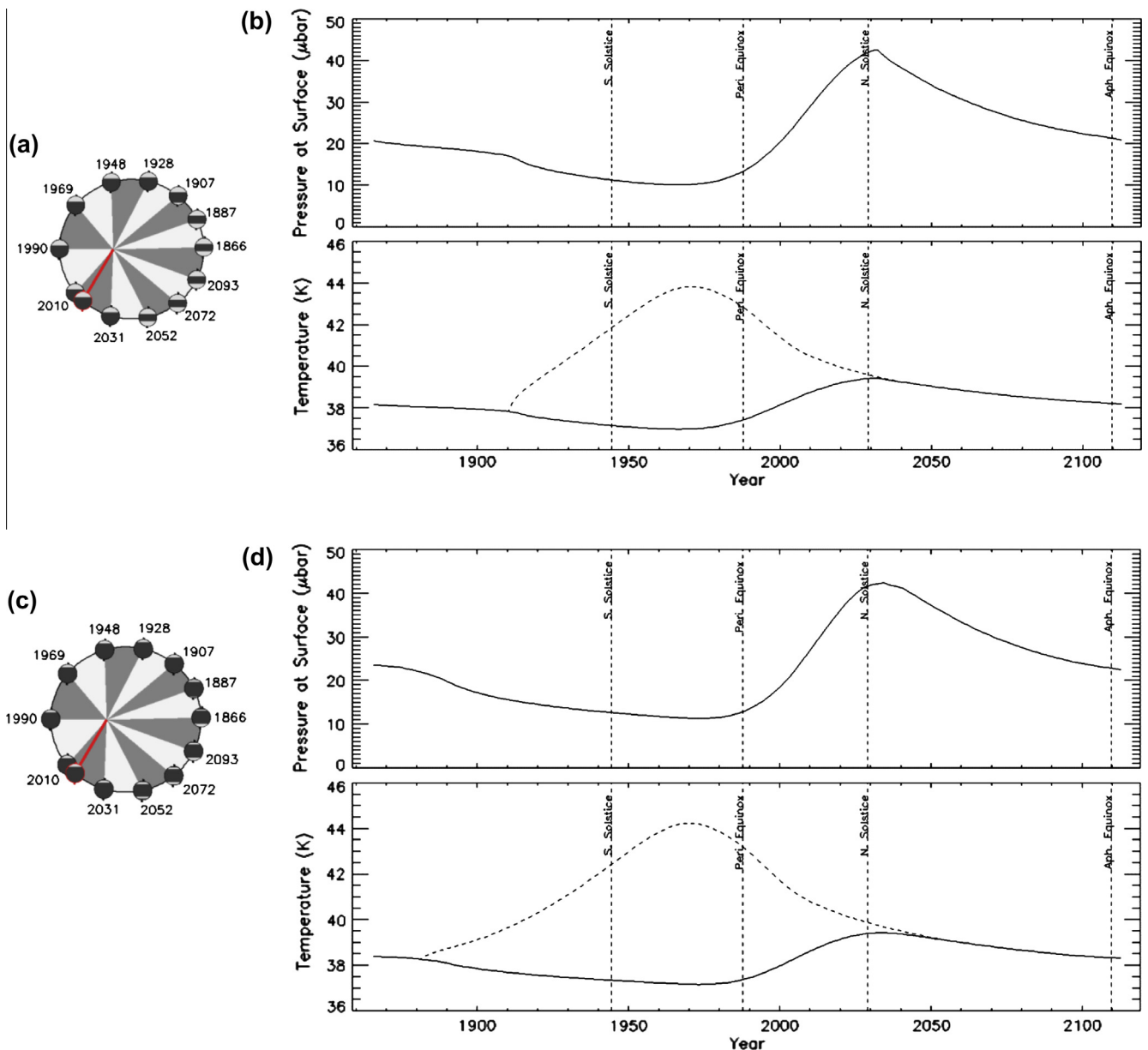
Evidence for large thermal inertias at the depths probed by seasonal variation has also been seen on Triton. Models that best explain the presence of a  $\text{N}_2$  cap on the summer hemisphere of Triton during the 1989 Voyager encounter have thermal inertias greater than 1000 tiu (Spencer and Moore, 1992). Also large-thermal inertia models for Triton (Spencer and Moore, 1992) are further supported by the large increase in atmospheric pressure observed



on Triton from 1989 to 1995 (Olkin et al., 1997; Elliot et al., 2000). Pluto and Triton are similar in size, density and surface composition. They may also be similar in their substrate thermal inertia properties.

Pluto's atmosphere is protected from collapse because of the high thermal inertia of the substrate. The mechanism that prevents the collapse is specific to Pluto, because it relies on Pluto's high obliquity and the coincidence of equinox with perihelion and aphelion. In the PNV model, volatiles are present on both the southern and northern hemispheres of Pluto just past aphelion. Sunlight absorbed in the southern hemisphere (the summer hemisphere)

from aphelion to perihelion powers an exchange of volatiles from the southern hemisphere to the northern (winter) hemisphere. Latent heat of sublimation cools the southern hemisphere and warms the northern hemisphere, keeping the  $N_2$  ice on both hemispheres the same temperature. This exchange of volatiles continues until all the  $N_2$  ice on the southern hemisphere sublimates and is condensed onto Pluto's northern hemisphere. Once this occurs at approximately 1910 in Fig. 3b and 1890 in Fig. 3d, the northern (winter at this time) hemisphere is no longer warmed by latent heat, and begins to cool. However, the thermal inertia of the substrate is high, so the surface temperature on the northern



**Fig. 3.** Results for two different PNV runs (PNV9 and PNV12 from Young (2013)). Both of these cases have a high thermal inertia (3162 tui), but one case has a large inventory of  $N_2$  ( $16 \text{ g cm}^{-2}$  for PNV9) and the other has a small inventory of  $N_2$  ( $2 \text{ g cm}^{-2}$  for PNV12). For each run, the plot on the left shows Pluto over a season. The circles represent Pluto at each of 12 equally spaced times in the orbit, indicated by date. The short vertical bar behind the circles represents the rotational axis, oriented so that the axis is perpendicular to the Sun vector at the equinoxes, with the northern pole at the top (currently pointed sunward). Latitude bands are colored with their geometric albedos. The red line indicates the globe at the time of the New Horizons encounter (July 2015). The plots on the right show surface pressure and temperature as a function of year. The temperatures of the  $N_2$  ice (solid line) and of a mid-southern latitude ( $-60^\circ$ , dashed line) are indicated. At any given time, all the  $N_2$  ice on Pluto's surface is at the same temperature due to the transfer of energy from condensation and sublimation. Bare,  $N_2$ -ice free regions can have temperatures higher than the ice temperature, as seen from 1910 to 2030 in panel (b). The surface pressure reaches a minimum of  $\sim 10$  microbar for each of these cases and this is typical for PNV models. Southern solstice, equinox at perihelion, northern solstice, and equinox at aphelion are indicated for the current Pluto year. (For interpretation of the references to color in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

hemisphere does not cool quickly. The ice temperature drops by only a few degrees K before the N<sub>2</sub>-covered areas at mid-northern latitudes receive insolation again, in the decades before perihelion, as shown in Fig. 3b from 1910 to 1970 or in Fig. 3d from 1890 to 1980.

Near the perihelion equinox, the southern hemisphere surface is warm, ~42 K, because the N<sub>2</sub>-free substrate was illuminated for the preceding eight decades (1910–1990, in Fig. 3a and b, 1890–1990 in Fig. 3c and d). Approaching and after equinox (at perihelion), the southern hemisphere receives less sunlight, and radiatively cools slowly due to high thermal inertia. Once the surface cools to the N<sub>2</sub> ice temperature (in approximately 2035–2050, see Fig. 3), the N<sub>2</sub> gas in the atmosphere will condense onto the southern hemisphere, and there begins a period of exchange transferring N<sub>2</sub> from the summer (northern) hemisphere to the winter (southern) hemisphere. However, this period of flow lasts only until equinox at aphelion. The period of exchange is not long enough to denude the northern hemisphere, thus as Pluto travels from perihelion to aphelion, N<sub>2</sub> ice is always absorbing sunlight on the northern hemisphere keeping the ice temperatures relatively high throughout this phase and preventing collapse of Pluto's atmosphere.

## 5. Robustness of the results

Unfortunately, we cannot measure the atmospheric pressure at the surface of Pluto from the ground so we need to use the pressure at a higher altitude as a proxy for the surface pressure. We investigated the validity of this proxy measurement. We started with synthetic occultation light curves derived from GCM models (Zalucha and Michaels, 2013) at a variety of different methane column abundances and surface pressures ranging from 8 to 24 mbars. We fit the synthetic light curves with the Elliot and Young (1992) model to derive a pressure at 1275 km. We found that the ratio of the pressure at 1275 km to the surface pressure was a constant within the uncertainty of the model fit (0.01 mbar). Because of this, we concentrate on those occultations for which the pressures at 1275 km have been modeled by fitting Elliot and Young (1992) models, which is a subset of the occultation results presented in Young (2013).

We have also considered whether there are intermediate cases where there is an increase in atmospheric pressure in the current epoch (as the occultation data show) and then a collapse of the atmosphere in later years. We have found no set of conditions that is consistent with this. In order for the pressure increasing currently, one must have increasing insolation on the ices in the northern hemisphere (current summer pole) while there is not yet formation of a southern pole. If the gases could condense on the southern pole currently, this becomes a sink and the atmosphere would be decreasing in bulk pressure. One might ask if there is a case where there is currently no condensation onto the south pole but that it would begin in the next few decades and lead to significant reduction in the bulk atmospheric pressure. For this to happen the atmosphere would have to collapse approximately before the year 2080 because that is when the southern pole starts to be illuminated by the Sun given the obliquity of Pluto. At this time, the south pole begins sublimating and supplying the atmosphere. Such a case would require a very specific combination of thermal inertia and N<sub>2</sub> inventory. In fact, we have not yet found any such cases in our parameter-space searches.

Fig. 3 shows two different cases of Permanent Northern Volatile models. A significant difference between the top panel (PNV9) and the lower panel (PNV12) is the mass of N<sub>2</sub> available for the surface and atmosphere. PNV9 has 16 g/cm<sup>2</sup> while PNV12 has only 2 g/cm<sup>2</sup>. The effect of this difference is seen in the globes that indicate

the distribution of N<sub>2</sub> frost on the surface. There is obviously less N<sub>2</sub> available in the second case and yet the pressures and temperatures have very similar variation over the Pluto year.

## 6. Conclusions

The PNV model is testable in multiple ways. In 2015, The New Horizons spacecraft will fly past Pluto providing the first close-up investigation of Pluto and its moons (Stern et al., 2008; Young et al., 2008b). The infrared spectrometer on New Horizons will map the composition across Pluto's surface. New Horizons will observe all of Pluto's terrain that is illuminated by the Sun and will attempt an observation of Pluto's winter pole using reflected Charon-light. We will be able to compare the N<sub>2</sub> ice distribution predicted by the Permanent Northern Volatile model with the observed ice distribution determined by New Horizons including perhaps even the southern pole of Pluto to determine if frost is present on the currently winter pole. The REX instrument on New Horizons will provide thermal measurements to compare with the surface temperatures predicted by the PNV models. From the UV solar and stellar occultations of Pluto, the New Horizons mission will determine the composition of Pluto's atmosphere as well as the thermal structure in the thermosphere. From the Radio Science experiment, the pressure and temperature profiles in Pluto's lower atmosphere will be determined. All of these data provide a test of the PNV model.

In addition to this close-up comprehensive investigation of Pluto by the New Horizons spacecraft, the model results can be tested by regular stellar occultation observations from Earth. The current epoch is a time of significant change on Pluto. Most of the PNV models show a maximum surface pressure between 2020 and 2040. Regular observations over this time period will constrain the properties of Pluto's substrate and the evolution of its atmosphere.

## Acknowledgments

This work was supported in part by NASA Planetary Astronomy Grant NNX12AG25G.

The Liverpool Telescope is operated on the island of La Palma by Liverpool John Moores University in the Spanish Observatorio del Roque de los Muchachos of the Instituto de Astrofísica de Canarias with financial support from the UK Science and Technology Facilities Council.

## References

- Assafin, M. et al., 2010. Precise predictions of stellar occultations by Pluto, Charon, Nix, and Hydra for 2008–2015. *Astron. Astrophys.* 515 (A32), 1–14.
- Brown, T.M. et al., 2013. Las cumbres observatory global telescope network. *Publ. Astron. Soc. Pac.* 125, 1031–1055.
- Dobrovolskis, A.R., Harris, A.W., 1983. The obliquity of Pluto. *Icarus* 55, 231–235.
- Elliot, J.L., Young, L.A., 1992. Analysis of stellar occultation data for planetary atmospheres. I. Model fitting, with application to Pluto. *Astron. J.* 103, 991–1015.
- Elliot, J.L. et al., 2000. The prediction and observation of the 1997 July 18 stellar occultation by Triton: More evidence for distortion and increasing pressure in Triton's atmosphere. *Icarus* 148, 347–369.
- Elliot, J.L. et al., 2003. The recent expansion of Pluto's atmosphere. *Nature* 424, 165–168.
- Eshleman, V.R., 1989. Pluto's atmosphere: Models based on refraction, inversion, and vapor–pressure equilibrium. *Icarus* 80, 439–443.
- Hansen, C.J., Paige, D.A., 1996. Seasonal nitrogen cycles on Pluto. *Icarus* 120, 247–265.
- Howett, C.J.A. et al., 2011. A high-amplitude thermal inertia anomaly of probably magnetospheric origin on Saturn's moon Mimas. *Icarus* 216, 221–226.
- Hubbard, W.B., Yelle, R.V., Lunine, J.I., 1990. Nonisothermal Pluto atmosphere models. *Icarus* 84, 1–11.
- Lellouch, E., Stansberry, J., Emery, J., Grundy, W., Cruikshank, D.P., 2011. Thermal properties of Pluto's and Charon's surfaces from Spitzer observations. *Icarus* 214, 701–716.

- Millis, R.L. et al., 1993. Pluto's radius and atmosphere: Results from the entire 9 June 1988 occultation data set. *Icarus* 105, 282–297.
- Olkin, C.B. et al., 1997. The thermal structure of Triton's atmosphere: Results from the 1993 and 1995 occultations. *Icarus* 129, 178–201.
- Owen et al., 1993. Surface ices and the atmospheric composition of Pluto. *Science* 261, 745–748.
- Sicardy, B. et al., 2003. Large changes in Pluto's atmosphere as revealed by recent stellar occultations. *Nature* 424, 168–170.
- Spencer, J.R., Moore, J.M., 1992. The influence of thermal inertia on temperatures and frost stability on Triton. *Icarus* 99, 261–272.
- Spencer, J.R., Stansberry, J.A., Trafton, L.M., Young, E.F., Binzel, R.P., Croft, S.K., 1997. Volatile transport, seasonal cycles, and atmospheric dynamics on Pluto. In: Stern, S.A., Tholen, D.J. (Eds.), *Pluto and Charon*. Univ. of AZ Press, p. 435.
- Stansberry, J.A., Lunine, J.I., Hubbard, W.B., Yelle, R.V., Hunten, D.M., 1994. Mirages and the nature of Pluto's atmosphere. *Icarus* 111, 503–513.
- Stern, S.A., Trafton, L., 1984. Constraints on bulk composition, seasonal variation, and global dynamics of Pluto's atmosphere. *Icarus* 57, 231–240.
- Stern, S.A. et al., 2008. The New Horizons Pluto Kuiper belt mission: An overview with historical context. *Space Sci. Rev.* 140.
- Young, L.A., 2013. Pluto's Seasons: New predictions for New Horizons. *Astrophys. J.* 766, L22–L28.
- Young, E.Y. et al., 2008a. Vertical structure in Pluto's atmosphere from the 2006 June 12 stellar occultation. *Astron. J.* 136, 1757–1769.
- Young, L.A. et al., 2008b. New Horizons: Anticipated scientific investigations at the Pluto system. *Space Sci. Rev.* 140, 93–127.
- Zalucha, A., Michaels, T., 2013. A 3D general circulation model for Pluto and Triton with fixed volatile abundance and simplified surface forcing. *Icarus* 223, 819–831.