

## Universitat Autònoma de Barcelona

Treball de Grau de Física

# Alineament de l'UAB-IFAE Raman LIDAR

Autor: Eudald Font Director: Dr. Markus GAUG Tutor: Dr. Lluís FONT

Curs Acadèmic: 2013/2014 Convocatòria: Juny

#### Abstract

L'Institut de Física d'Altes Energies (IFAE) i la Unitat de Física de les Radiacions (UFR) del Departament de Física de la UAB col·laboren en la construcció d'un Raman LIDAR dins el projecte CTA, que té com a principal objectiu la detecció de radiació electromagnètica de molt alta energia (10 GeV - 100 TeV).

El Raman LIDAR de l'IFAE i la UAB permetrà caracteritzar l'atmosfera fins a una alçada de 15 km d'acord amb les necessitats de la futura xarxa de telescopis Cherenkov CTA. Quan em vaig incorporar al seu projecte, el telescopi i l'estructura estaven ja completes, però la detecció de la llum encara es feia amb un monocromador senzill. Amb aquest *setup* provisional no s'havia detectat encara cap senyal coherent. La meva aportació al projecte de l'UAB-IFAE Raman LIDAR ha estat aplicar el mètode de prealineament mitjançant un làser addicional col·locat a dos cops la distància focal del mirall esfèric del Raman LIDAR.

El mètode no ha donat resultats satisfactoris, ja que no s'ha aconseguit realitzarlo de forma automàtica. A causa d'aquests primers resultats, he calculat que els miralls que guien el feix del làser del telescopi han de ser com a mínim de cinc polzades mentre els de l'UAB-IFAE Raman LIDAR actual són de només una polzada. A més, he analitzat l'estabilitat del braç metàl·lic que suporta el làser en funció del moviment del xassís del mirall esfèric. El test pel moviment en zenit ha mostrat que el feix del làser pateix un desplaçament de  $1.3\pm0.2$  mrad en el segon mirall que guia el feix per una variació d'aproximadament  $60^{\circ}$ , en canvi el braç del làser no pateix deformacions per moviments en azimut. També he comprovat una possible histèresi en els moviments del xassís i la influència de la dilatació tèrmica a l'estructura però no s'han apreciat deformacions importants que puguin causar pèrdua d'alineament. Per últim, he pogut fer un alineament complet de l'UAB-IFAE Raman LIDAR i mesurar un perfil de retrodispersió en una nit clara compatible amb els resultats esperats.

## Agraïments

M'agradaria expressar el meu agraïment al director del meu treball, el Dr. Markus Gaug, la qual la seva aportació ha sigut molt important i educativa, sense ell la realització del Treball de Grau hagués sigut impossible. Sobretot vull agrair la seva manca de desesperació i molta paciència a l'hora de corregir exhaustivament aquest treball.

També vull agrair el meu tutor, el Dr. Lluís Font, per donar-me l'oportunitat de poder treballar en un projecte molt interessant i també per la seva experiència en tesis finals. Per últim, m'agradaria agrair a tot el personal de l'IFAE que ha treballat amb mi durant el projecte i m'ha fet sentir un més del grup, especialment l'enginyer Oscar Abril.

Per acabar, vull agrair a família i amics per la motivació i ajuda a la realització del Treball de Grau.

## Contents

Re	Resum					
Ag	graïments	ii				
1	Introducció         1.1       Objectiu d'aquest treball	<b>1</b> 1 2 3 4				
2	Efectes atmosfèrics en la producció i propagació de la llum2.1Absorció molecular	7 7 8 8 10				
3	Raman LIDAR         3.1       Tècnica LIDAR         3.2       Solució al problema d'inversió         3.3       Tècnica Raman LIDAR	<b>12</b> 13 14 14				
4	UAB-IFAE Raman LIDAR4.1Objectius i requeriments4.2El contenidor4.3Telescopi: mirall principal i xassís4.4El làser4.5Sistema òptic4.6Sistema de lectura4.7Alineament	<ol> <li>19</li> <li>19</li> <li>20</li> <li>21</li> <li>24</li> <li>26</li> <li>27</li> </ol>				
5	Prealineament de l'UAB-IFAE Raman LIDAR         5.1       Mètode de prealineament d'un Raman LIDAR         5.2       Resultat del prealineament         5.3       Miralls petits         5.4       Primeres mesures amb l'UAB-IFAE Raman LIDAR         5.5       Tests de l'estabilitat del braç del làser         5.6       Primer resultat amb el LICEL	<ol> <li>29</li> <li>30</li> <li>31</li> <li>35</li> <li>37</li> <li>43</li> </ol>				
6	Conclusions         6.1       Prespectives	<b>46</b> 47				
Bi	Bibliografia					

## 1 Introducció

## 1.1 Objectiu d'aquest treball

El projecte CTA [1] té l'objectiu d'obtenir informació sobre radiació gamma de molt alta energia provinent de fenòmens no tèrmics que esdevenen en l'univers. Per aconseguir-ho planifica construir dos observatoris equipats amb telescopis *Imaging Air Cherenkov Telescopes* (IACT). Els fotons de molt alta energia quan entren a un medi com el de l'atmosfera de la Terra, produeixen cascades de partícules carregades (EAS, segons les seves sigles en anglès) i durant la propagació d'aquestes produeix un tipus de radiació electromagnètica anomenada llum Cherenkov. Els telescopis projecten aquesta llum al seu pla focal on es crean imatges. L'anàlisi d'aquestes imatges proporciona informació sobre la radiació primaria [2].

La llum Cherenkov es propaga a través de l'atmosfera, per tant a l'hora de calibrar els telescopis IACT és molt important caracteritzar l'atmosfera per a una correcta interpretació de la llum Cherenkov recollida i conseqüentment l'energia del fotó primari. Els LIDARs (*LIght Detection And Ranging*) proporcionen la informació necessària de l'atmosfera per calibrar-la. Un LIDAR és capaç de mesurar perfils de retrodispersió dels aerosols presents a l'atmosfera amb molta precisió. A partir d'aquests perfils, és possible trobar els perfils d'extinció dels aerosols. Aquesta treball explica la tècnica d'un Raman LIDAR, que és més eficaç i més precisa que la tècnica LIDAR.

L'IFAE i la Unitat de Física de les Radiacions (UFR) de la UAB col·laboren en la construcció d'un Raman LIDAR dins el projecte CTA, de moment, instal·lat en el campus de la UAB. Una tasca important en un Raman LIDAR és el seu prealineament. A la meva arribada, el telescopi ja estava construït i existia un mètode per a prealinear el telescopi. Però no hi era el detector de llum, sinó un aparell amb funcions de prova molt senzill, sense òptica interna, anomenat "monocromador". Amb aquest *setup* he treballat durant sis mesos. L'objectiu del treball és aplicar el mètode de prealineament i veure si és eficient. Després, realitzar les primeres mesures de l'atmosfera amb el Raman LIDAR.

El primer i segon capítol descriuen els raigs gamma de molt alta energia i la influència de l'atmosfera en la propagació de radiació electromagnètica. El tercer capítol explica la tècnica Raman LIDAR i el quart descriu els detalls del Raman LIDAR de la UAB. Per últim, el cinquè capítol explica la meva contribució a l'alineament del Raman LIDAR. Acabaré amb unes conclusions i unes prespectives amb l'objectiu de millorar el sistema pel futur.

## 1.2 Raigs gamma de molt alta energia

Gran part de la radiació que arriba a la Terra és radiació tèrmica del Sol, la lluna i les estrelles. Té un espectre energètic molt baix, en promig només de l'ordre d'eV però pot arribar fins a uns keV, i per això és molt fàcil detectar-la. No obstant, a la terra arriba molta més radiació electromagnètica també detectable però d'energia més alta. Aquesta radiació no prové d'un procés tèrmic sinó esdevé d'altres processos no tèrmics. D'aquesta radiació en diem raigs gamma de molt alta energia, en anglès *Very High Energy* (VHE). Aquests raigs gamma tenen energies entre 10 GeV i 100 TeV i porten informació única sobre fenòmens molt energètics de l'univers.

Hi han moltes fonts de raigs  $\gamma^1$  de molta alta energia com per exemple els romanents de supernoves, sistemes binaris, púlsars, vent de nebuloses, vent d'estrelles en interacció i moltes fonts més. Aquestes fonts produeixen radiació a partir de fenòmens de *bremsstrahlung* d'electrons, *scattering* de Compton invers, *scattering* inelàstic, aniquilació electró-positró i processos nuclears. Hi ha dues formes de detectar aquest tipus de radiació, a partir de telescopis espacials i amb telescopis de terra. Quan augmenta l'energia, els primers esdevenen poc eficaços per culpa de la seva poca àrea de recol·lecció, en canvi, els últims s'ajuden de l'atmosfera terrestre per augmentar l'àrea de recol·lecció, a partir de cascades de partícules carregades que emeten llum Cherenkov.

## 1.2.1 Efecte Cherenkov

És l'efecte que es produeix quan una partícula carregada viatja a través d'un medi dielèctric a més velocitat que la llum en el mateix medi dielèctric, c/n on n és l'índex de refracció del medi, sense superar mai la velocitat de la llum en el buit. La conseqüència és la producció de radiació electromagnètica amb una longitud d'ona que depèn del medi dielèctric. L'aire es comporta, en aquest sentit, com un medi dielèctric.

Quan una partícula carregada penetra en un medi dielèctric, el camp electromagnètic d'aquesta causa una pertorbació en el camp electromagnètic local, llavors aquesta pertorbació es relaxa i torna el camp local inicial. Quan la partícula viatge a menys que c/n la pertorbació es relaxa a mesura que la partícula travessa el medi. Quan la partícula viatja a més de c/n, la pertorbació roman en l'estela de la partícula i l'energia continguda en aquesta pertorbació genera radiació electromagnètica anomenada radiació Cherenkov.

Per saber l'angle d'emissió de la radiació Cherenkov,  $\alpha$ , només cal fer el quocient entre el camí recorregut per l'ona en un cert temps i el camí recorregut per la partícula carregada en el mateix temps.

$$x_{em} = \frac{c}{n}t,$$
$$x_p = v_p t = \beta ct; \qquad \beta = \frac{v_p}{c}$$
$$\cos(\alpha) = \frac{x_{em}}{x_p} = \frac{1}{n\beta}.$$

On  $x_{em}$  és el camí recorregut per la radiació,  $x_p$  i  $v_p$  és el camí i velocitat de propagació de la partícula carregada i  $\beta$  és la velocitat relativa de la partícula en funció de la velocitat de la llum.

L'espectre de freqüències de la radiació de Cherenkov ens la dóna la fórmula de Frank-Tamm [4]. L'emissió és produeix en un espectre continu i la intensitat és directament proporcional a la freqüència de la radiació, és a dir que l'emissió en l'ultraviolat és l'emissió més rellevant.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>La lletra grega  $\gamma$  es refereix a radiació electromagnètica.

Situant-nos en el nostre projecte, la radiació de Cherenkov ens interessa per estudiar els raigs gamma de molt alta energia. Quan radiació  $\gamma$  de molt alta energia entra en l'atmosfera, produeix parells d'electrons i positrons de molta velocitat. Aquests interactuen amb el medi i es produeixen cascades de partícules carregades relativistes, anomenades en anglès *Extended Air Showers*, EAS. Gràcies a l'alta energia del  $\gamma$  les partícules carregades viatgen a més de c/n i es produeixen radiació Cherenkov. La forma de la cascada és aproximadament elíptica i comença (altura de la primera interacció) a uns 10-25 km sobre el nivell del mar, depenent de l'energia del fotó incident, i es desplaça sense casi moviment lateral. Això produeix que en el punt de màxima població de la cascada (al voltant de 10 km) l'angle de la radiació Cherenkov sigui més petit que 1° i en conseqüència, el con de llum tingui un diàmetre d'aproximadament 250 m a terra.

La radiació Cherenkov s'utilitza per a obtenir informació sobre la radiació original i fer astronomia de raigs  $\gamma$ . Aquesta tècnica és possible gràcies als IACT, sigles en anglès de *Imaging Air Cherenkov Telescopes*.

Els primers projectes a investigar amb telescopis IACT van ser el projecte Whipple a Arizona (USA) a l'any 1968 però no va ser fins l'any 1988 que varen trobar el primer senyal, el projecte HEGRA a les Illes Canàries l'any 1992 però que no va estar completat fins al 1998, el projecte CAT als pirineus francesos i finalment el projecte CANGAROO situat a Austràlia l'any 1992, el qual va ser una col·laboració entre australians i japonesos.

La ciència i tecnologia van avançar i una segona generació de telescopis IACT va ser explotada i van sorgir projectes com H.E.S.S., quatre telescopis situats a Namíbia l'any 2002 i millorat amb un cinquè l'any 2012. El projecte VERITAS, una actualització del projecte Whipple, els seus quatre telescopis van estar construïts l'any 2007. El projecte CANGAROO-III, és la continuació del CANGAROO, van anar sumant i millorant telescopis entre 2002 i 2004. Per últim, el ben conegut projecte MAGIC, el projecte successor de HEGRA situat a La Palma, es va construïr el primer telescopi l'any 2004 i el segon l'any 2009. Finalment, la tercera generació de telescopis IACT està en desenvolupament gràcies al projecte CTA. Pretén construïr dos observatoris, un en cada hemisferi que obtindrà una sensibilitat fins a un ordre de magnitud millor que la dels telescopis actuals.

## 1.2.2 Imaging Air Cherenkov Telescopes

Aquesta tècnica utilitza pols de radiació Cherenkov típicament entre 4 i 5 ns originat per un raig  $\gamma$  que entra a l'atmosfera terrestre per detectar aquest mateix  $\gamma$ . La radiació Cherenkov és un flaix de llum poc lluminós, aproximadament de 100 fotons/m<sup>2</sup>, i abasta centenars de metres quadrats, per això es necessiten telescopis amb miralls òptics amb àrees superiors a 1 m<sup>2</sup> per recol·lectar la màxima llum Cherenkov possible.

Les càmeres dels telescopis estan formades per un gran nombre de fotomultiplicadors organitzats com una matriu, d'aquesta forma poden crear un mapa del pols de llum. Com més gran és l'àrea de recolecció, més efectiva és la tècnica IACT. Com no es poden fer telescopis tan grans com es voldria és molt recomanable utilitzar una matriu de telescopis. Situats estratègicament, uns 100 m entre ells, poden crear el mapa d'intensitat del feix d'una superfície molt més gran que usant un sol telescopi, a més, la capacitat de rebutjar sorolls, la sensibilitat i la resolució angular augmenten. Per cada cascada es produeix un pols de llum Cherenkov d'uns pocs nanosegons de durada.

Un cop obtingut el patró del pols de llum, es pot obtenir una reconstrucció de la EAS per aconseguir finalment informació sobre el raig  $\gamma$  còsmic original. La intensitat de la cascada està relacionada amb l'energia del foto primari, l'orientació de la imatge informa sobre l'angle d'incidencia del fotó primari i la forma de la imatge informa sobre l'origen de la cascada.

Un exemple és el projecte MAGIC, figura 1.1, un conjunt de dos telescopis IACT, situats a l'observatori Roque de los Muchachos a l'illa de La Palma de las Illes Canàries a 2225 metres sobre el nivell del mar.



Figure 1.1: Telescopis IACT del projecte MAGIC. Foto extreta de [20].

En aquest moment està en procès de construcció un nou projecte de telescopis IACT, el projecte CTA, *Cherenkov Telescopes Array*. L'objectiu es crear dos conjunts d'un centenar de telescopis, un a l'hemisferi nord i l'altre al sud. Informació sobre el projecte CTA es pot trobar a [3].

## 1.3 Projecte CTA

El projecte CTA té l'objectiu de resoldre molts dubtes sobre la generació i la propagació dels raigs  $\gamma$  de l'univers i detectar més de 1000 fonts  $\gamma$ 's procedents de tot l'univers. Per aconseguir-ho CTA investiga en millorar el màxim la tècnica de detecció d'EAS induïdes per raigs  $\gamma$  d'alta energia a partir de radiació Cherenkov.

Per arribar en aquest punt, CTA està desenvolupant dos observatoris, un a l'hemisferi nord i l'altre al sud, amb 50-100 telescopis IACT cada un, amb l'objectiu de cobrir el cel complert. Volen millorar considerablement la sensibilitat i el rang d'energies detectables en relació amb els últims projectes, com també millorar la resolució angular i energètica. Per primer cop en aquests tipus de projectes, CTA treballa amb dades obertes a tots els instituts i científics que vulguin fer propostes d'observació. CTA consta de més de 1000 científics i enginyers de més de 160 institucions de 27 països diferents.

Els objectius en relació als observatoris CTA són millorar les seves característiques en relació als IACT actuals. Com es necessita una detecció d'un ampli espectre enegètic de raigs  $\gamma$  VHE, CTA cobrirà des de l'ordre de pocs GeV fins a centenars de TeV.

En detecció de raigs  $\gamma$  és molt important la variabilitat de l'escala de temps, ja que molts objectes observats són altament variables. CTA aconseguirà una escala de temps per sota del minut, impossible pels IACT actuals, això donarà informació sobre òrbites estables de forats negres i estrellas pulsants. A la taula 1.1 es poden veure resumits els principals objectius dels observatoris CTA.

Propietat	Escala energètica	Objectiu
Àrea de recol·lecció $(m^2)$	$1 { m TeV}$	>100
	$10 { m TeV}$	$>10^{6}(S)/5 \times 10^{5}(N)$
Resolució angular	$0.1 { m TeV}$	$0.1^{\circ}$
	$>1 { m TeV}$	$0.05^{\circ}$
Resolució energètica	$50  {\rm GeV}$	$\leq 25\%$
	$>1 { m TeV}$	$\leq 10\%$
Camp de visió	$0.1 { m TeV}$	$5^{\circ}$
	$1 { m TeV}$	8°
	$>10 { m TeV}$	$10^{\circ}$
Velocitat d'apuntament	$< 0.1 { m TeV}$	20  s/50  s  (max.)
	$0.1-10 { m TeV}$	60  s/90  s  (max.)

**Table 1.1:** Objectius dels observatoris del Projecte CTA. L'àrea de recol·lecció està dividida en l'observatori de l'hemisferi nord i sud.

Per aconseguir que els observatoris de CTA compleixin els objectius esmentats cal un molt bon calibratge dels seus telescopis. A part de la mateixa infraestructura del telescopi, l'atmosfera és responsable de la generació de les EAS i per tant forma part del sistema de detecció, conseqüentment és totalment necessari dur a terme un calibratge de l'atmosfera.

Els IACTs actuals tenen una incertesa sistemàtica en l'escala de l'energia d'un 18%. CTA vol aconseguir una incertesa menor del 10%, aquesta es divideix entre incertesa associada a tota la infraestructura del telescopi i una altra part associada a l'atmosfera, que a parts iguals és un 7% cada aportació. Per conèixer el  $\gamma$  incident a la terra, s'ha de crear una simulació de la seva trajectòria a través de l'atmosfera amb l'ajuda de la imatge detectada a l'IACT i la caracterització d'ella.

En relació a la simulació de la EAS i assignar amb mètodes de Monte-Carlo l'energia a cada fotó incident de cada imatge formada al IACT, per manternir-se dins del 7% d'incertesa requerida cal una precisó del 5% d'aquesta simulació. En segon lloc, es necessita saber els coeficients de transmissió i atenuació de l'atmosfera amb molta precisió per obtenir una simulació de la propagació de la EAS correcte. L'atmosfera té dues classes de partícules, les molècules que la formen i agrupacions d'aerosols, aquests últims són partícules amb tamanys des de 3 nm fins a mil·límetres procedents per exemple del mar i deserts que influeixen molt a la transmissió.

Els perfils de transmissió molecular de l'atmosfera típicament tenen un 2% d'incertesa. En els perfils de transmissió dels aerosols, típicament s'aconsegueix una incertesa del 10%. Per assolir la incertesa de l'atmosfera que es vol a CTA és necessari aconseguir una del 2% i aquest volor només el pot obtenir els Raman LIDAR's. Més endevant parlarem d'aquests instruments.

# 2 Efectes atmosfèrics en la producció i propagació de la llum

Com ja s'ha dit, las EAS produïdes per un fotó incident a l'atmosfera creen camps electromagnètics (llum de Cherenkov) la propagació de les quals es veu fortament afectada per l'atmosfera i per tant influeix en la seva detecció per un IACT. El camp de llum Cherenkov és un càlcul directe de l'índex de refracció del medi, n, que depén de la longitud d'ona de la llum, la pressió i temperatura del medi però la humitat influeix molt poc en el camp electromagnètic. Tot això afecta a els perfils verticals d'intensitat del camp de llum Cherenkov.

L'atenuació de la llum des del punt de creació fins al detector s'expressa segons el coeficient d'extinció,  $\Gamma$ , que dóna la fracció de llum en una longitud d'ona al llarg d'un camí.

$$T \sim \exp\left(-\int \Gamma(x,\lambda)dx\right).$$
$$\Gamma(x,\lambda) = (1+H.O)\sum_{i}\Gamma_{i}(x,\lambda)$$
$$= (1+H.O)\exp\left[-\prod_{i}\tau_{i}(x,\lambda)\right]$$
$$= (1+H.O)\exp\left[-\prod_{i}\int_{0}^{x}\sigma_{i}(\lambda)N_{i}(x)dx\right]$$

El coeficient d'extinció depèn també d'altres magnituds com la profunditat òptica,  $\tau$ , la qual depèn de la secció eficaç,  $\sigma$ , i la densitat al llarg del camí, N(x).

La profunditat òptica expressa la quantitat de llum que es dissipa del feix ja sigui per absorció, l'energia radiant es transforma en altres longituds d'ona o en altres formes d'energia, o per dispersió, l'energia s'irradia a la mateixa longitud d'ona amb diferents intensitats i direccions. El terme H.O, *Higher Orders*, representa les correccions de major ordre de la dispersió múltiple dintre del camp de visió del detector que es produeixen tan per els aerosols com per les molècules a la atmosfera. En el cas de detecció de llum Cherenkov no es té en compte perquè els fotons no produeixen gaire dispersió múltiple, ja que en condicions d'observació d'IACT els fotons produits així no arriben al telescopi o amb molt poca intensitat.

El sumatori sobre i representa els diferents tipus de contribucions a l'atenuació de la llum en l'atmosfera. Aquests s'agrupen en quatre categories; absorció molecular, dispersió molecular, dispersió dels aerosols i extinció pels núvols.

## 2.1 Absorció molecular

La llum Cherenkov s'observa en un espectre d'entre 290 nm a 700 nm. Els efectes de l'absorció molecular són considerables fora d'aquest espectre. L'única aportació és

l'atenuació de la banda de Chappuis [7] de l'ozó  $(O_3)$  entre 500 nm i 700 nm però solament és d'un 1-2% i per tant podem considerar aquests efectes menyspreables.

## 2.2 Dispersió molecular

La dispersió produïda per les molècules als fotons segueixen una distribució simple. La dispersió molecular dins l'espectre de fotons entre l'ultra-violat i l'infraroig pot ser aproximat usant únicament processos de dispersió elàstica de Rayleigh. La secció eficaç de dispersió Rayleigh,  $\sigma_R$ , per molècules d'aire depèn aproximadament de  $\lambda^{-4}$ . El comportament segons la longitud dóna depèn de l'índex de refracció de l'aire i el factor de despolarització a causa de l'anisotropia de les molècules d'aire, provoca que no sigui una dependència d'exactament  $\lambda^{-4}$ . Els valors de A, B, C, D es poden trobar a [8].

$$\sigma_R(\lambda) = A\lambda^{-(B+C\lambda+D/\lambda)}.$$

Finalment, la profunditat òptica molecular integrada des del nivell del mar fins a una altitud h calculada per un angle zenital,  $\theta$ , s'obté amb

$$\tau_{m}(h,\theta,\lambda) = (1/\cos\theta) \int_{0}^{h} \sigma_{R}(\lambda) N_{m}(h^{'}) dh^{'}$$
$$= (1/\cos\theta) \int_{0}^{h} \alpha_{m}(\lambda,h^{'}) dh^{'} \quad ,$$

on  $\alpha_m(\lambda, h)$  és el coeficient d'extinció molecular que ve a ser com la profunditat òptica però en una altura concreta per una longitud d'ona.

#### 2.3 Dispersió dels aerosols

A part de molècules, l'atmosfera també està composta de grans partícules tal com pols, fum, sal marina i de petites gotes d'aigua en suspensió. Això és el que anomenem aerosols i es classifiquen segons l'origen; provinents del desert, antropogènics, marins i núvols, es tracten a partir de l'altura sobre el nivell de terra  $(h_{gl})$  en comptes de sobre el nivell del mar i la seva mida varia típicament entre 1 nm i 100  $\mu$ m. A la figura 2.1 es pot veure una representació gràfica de la població d'aerosols normalitzada en radi al quadrat en funció del radi en una escala logarítmica. Apareixen tres distribucions diferents que indiquen tres classes d'aerosols; marins, desèrtics i antropogènics. D'aerosols antropogènics n'existeixen molts tipus, el que està representat a la figura 2.1 són els aerosols produïts per la combustió de combustible orgànic.

La distribució dels aerosols en funció de la mida té un perfil multi-modal on cada màxim representa el mode de creació de l'aerosol a causa d'alguna font. El mode de nucleació per aerosols entre 1 nm i 0.1  $\mu$ m, el mode de acumulació per aerosols entre 0.1  $\mu$ m i 1  $\mu$ m i el mode de gruix per aerosols més grans que 1  $\mu$ m. A la figura 2.1 es pot veure la distribució multi-modal dels aerosols corresponent als dos modes de creació més grans. La humitat relativa afecta de forma important a la mida dels aerosols, a més humitat els aerosols creixen en dimensió. Així com la humitat no era un factor rellevant en la influència de les molècules en la propagació de la llum, en el cas dels aerosols sí



**Figure 2.1:** Gràfica de la població d'aerosols en funció del radi. Apareixen tres funcions, cada una representa un tipus d'aerosol; desèrtic (blau), marí (vermell) i una classe d'antropogènic (negre). Com es pot veure, cada tipus d'aerosol té un màxim en un cert radi, ja que totes les clases tenen un radi predominant. El mode de nucleació no està representat a aquesta gràfica. Figura provinent de [10].

que és una magnitud a tenir en compte. En el cas d'un LIDAR, el mode d'acumulació i gruix són els més importants, ja que representa el rang de mida dels aerosols en el qual la dispersió de la llum és més eficient. Per últim, la població d'aerosols varia molt ràpidament en funció del vent i de les condicions climàtiques.

A causa que la mida dels aerosols no és molt més petita que la longitud d'ona incident, inclús a vegades de l'ordre, no es pot utilitzar la teoria analítica de Rayleigh sinó que s'utilitza la dispersió de Mie que és molt més complexa [9], però incompleta perquè tracta només de partícules esfèriques. La fórmula de Rayleigh només és aplicable quan les partícules són molt més petites que la longitud d'ona incident. La dispersió de Mie no dóna una dependència de la secció eficaç en funció de la longitud d'ona del tipus de  $\lambda^{-4}$ , com és el cas de la dispersió de Rayleigh, sinó que dóna una dependència de la secció eficaç entre  $\lambda^0$  i  $\lambda^{-2}$ , per a la majoria dels aerosols.

Dues magnituds físiques permeten avaluar els efectes dels aerosols en la propagació de la llum Cherenkov en l'atmosfera. La profunditat òptica dels aerosols en funció de l'altura,  $\tau_a(h, \theta, \lambda)$ , i l'espai de fase de la dispersió dels aerosols,  $P_a(\zeta)$ . El  $P(\zeta)$  és una funció usada per descriure la distribució angular dels fotons dispersats en un xoc, usualment expressada com una densitat de probabilitat dins de l'angle sòlid. Quan s'integra en un cert angle, la funció de fase dona la probabilitat de què el foto dispersat surti dins d'aquest angle. En el cas d'un LIDAR només interessa la  $P_a(\zeta)$  total i en 180°, la última corresponent als fotons que tornen en direcció al LIDAR.

Els perfils de dependència vertical de la profunditat òptica a vegades són utilitzats per avaluar els aerosols a l'atmosfera. D'aquesta manera, es pot obtenir una mesura de la distribució de la mida i la concentració dels aerosols. Els aerosols principalment es troben a les capes baixes de l'atmosfera, concretament a la capa límit planetària, més coneguda com *Planetary Boundary Layer*, PBL. Aquesta té un gruix molt variable amb el temps i l'espai, usualment és d'1 km però pot variar de 100 m fins a 5 km. El perfil vertical de  $\tau_a(h, \lambda)$  més comú és un augment aproximadament lineal a mesura que augmenta h per a baixes altures i a continuació un aplanament pel fet que disminueix la concentració d'aerosols i la llum no es dispersa tant. Per avaluar l'extinció de la llum de Cherenkov d'una longitud d'ona específica pels aerosols a través d'un angle zenital,  $\theta$ , podem usar la fórmula

$$\tau_{a}(h,\theta,\lambda) = (1/\cos\theta) \int_{h_{0}}^{h} \alpha_{a}(\lambda,h') dh'$$
(2.1)

$$= (1/\cos\theta)\,\tau_a(h,\lambda_0)\left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^{\delta},\qquad(2.2)$$

on  $\lambda_0$  és una longitud d'ona de referència pel mesurament de  $\tau_a(h, \lambda_0)$ ,  $\alpha_a(\lambda, h)$  és el coeficient d'extinció dels aerosols i  $\delta$  és el coeficient d'Ångström (Ångström exponent, AE), que representa la dependència en la longitud d'ona de l'extinció de la llum. En el cas de l'extinció molecular, com està descrita per la dispersió de Rayleigh, el coeficient d'Ångström és quatre.

El coeficient  $\delta$  depèn de la distribució de grandària dels aerosols. Quan la mida dels aerosols s'aproxima a la de les molècules,  $\delta$  tendeix a quatre, ja que domina el mode d'acumulació. Quan la mida dels aerosols és gran, típicament de més d'un  $\mu$ m,  $\delta$ s'aproxima a zero perquè domina el mode de gruix. Usualment,  $\delta \simeq 0$  és característic d'un medi desèrtic i la profunditat òptica és més o menys independent de la longitud d'ona incident. Així, l'exponent  $\delta$  és una mesura indirecta del volum dels aerosols.

## 2.4 Extinció pels núvols

L'anàlisi de dades d'experiments en l'atmosfera també requereix correccions de la dispersió i absorció de la llum per les gotes d'aigua i cristalls de gel en els núvols. Comparat amb els aerosols de les capes baixes de l'atmosfera, les partícules que formen els núvols són més grans i produeixen atenuació en l'espectre visible i proper a l'infraroig i l'atenuació és independent de la longitud d'ona, aquesta zona s'anomena *grey extinction*, on el coeficinent d'Àngström és zero. Els núvols són altament variables en temps i trajectòria, es situen a la troposfera i poden arribar fins a 15 km d'altura. Depenent de l'altura es classifiquen segons l'altitud sobre la superfície de la terra; baixos (fins a



2 km), mitjos (entre 2 km i 7 km) i alts (a partir de 7 km).

Figure 2.2: Un exemple d'un núvol de la categoria Cirrus. Fotografia treta de [19].

La majoria de núvols són baixos i òpticament gruixuts però els cirrus, figura 2.2, que representen la gran majoria de núvols alts són òpticament prims i a causa de la seva altura, els cirrus estan fets de cristalls de gel. Mentre els núvols gruixuts són fàcils de detectar i es poden tenir en compte en l'anàlisi de dades dels IACTs, els núvols prims com els cirrus són molt més difícils de reconèixer. Això pot afectar l'enregistrament de dades i provocar un desviament sistemàtic en l'anàlisi si no s'ha detectat la seva presència. També s'ha d'afegir que es mouen a altes velocitats, com estan situats molt amunt quan el LIDAR detecta la llum dispersada pels cirrus és molt possible que ja no estiguin a la mateixa posició ni tinguin la mateixa forma de quan s'ha produït la dispersió i per tant no està fent-se un anàlisi a temps real.

En el cas d'experiments com el CTA, és crucial estimar la quantitat d'extinció de la llum a causa dels núvols perquè els núvols gruixuts atenuen dràsticament la quantitat de llum que arriba als telescopis i els núvols prims tallen una part de la llum.

## 3 Raman LIDAR

La paraula LIDAR és un acrònim de *LIght Detection And Ranging*. Els sistemes LIDAR operen amb principis similars als del radar, *RAdio Detection And Ranging*, o sonar, *SOund Navigation And Ranging*. En el cas del LIDAR, un pols de llum és emès a l'atmosfera gràcies a un làser acoplat al sistema. La llum del feix es dispersa en totes les direccions a partir de partícules a l'atmosfera tal com molècules i aerosols. Una part de la llum es dispersa de nou cap al sistema LIDAR, aquesta llum es diu que ha patit un fenomen de retrodispersió (*backscattering*). Aquesta llum és recollida per un telescopi i enfocada sobre un fotodetector que mesura la quantitat de llum dispersada en funció del temps, és a dir de la distància des del LIDAR. La figura 3.1 és una fotografia del LIDAR ubicat a les instalacions dels telescopis MAGIC a l'illa de La Palma.



**Figure 3.1:** LIDAR instal·lat a La Palma pel Projecte MAGIC. Fotografia cortesia de Christian Fruck.

Sistemes LIDAR senzills només són capaços de detectar llum dispersada elàsticament, és a dir, llum que retorna amb la mateixa longitud d'ona que ha estat emesa pel làser. Sistemes Raman LIDAR són capaços de detectar, a més, llum dispersada inelàsticament per l'exitació de molècules de l'atmosfera com per exemple el N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub> o H<sub>2</sub>O, el que s'anomena efecte Raman o dispersió Raman.

L'efecte Raman ens permet observar les vibracions moleculars per un procés de dispersió inelàstica. En aquest procés un fotó absorbit es torna a emetre amb una energia més baixa. En la dispersió Raman, la diferència d'energia entre l'excitació i els fotons dispersats correspon a l'energia requerida per excitar una molècula a un mode vibracional més alt [14]. La intensitat de llum recollida en el canal Raman sol ser molt més baixa que l'elàstica, típicament un factor  $10^{-3}$ .

## 3.1 Tècnica LIDAR

L'objectiu de la utilització d'un LIDAR és mesurar el coeficient d'extinció en funció de l'altura,  $\alpha(h)$ , a l'atmosfera per simular la propagació de la llum Cherenkov. Per aconseguir-ho es necessita la intensitat de la senyal de llum dispersada al LIDAR i s'ha de considerar l'equació LIDAR,

$$P(r) = N(r) = N_0 CG(r) \frac{A}{r^2} \beta(r) \exp\left\{-2\int_{r_0}^r \alpha(x) dx\right\},$$
(3.1)

que en escala logarítmica queda com

$$\ln(r^2 P(r)) = \ln(N_0 C G(r) A) - 2 \int_{r_0}^r \alpha(x) dx, \qquad (3.2)$$

on  $\alpha(x)$  és el coeficient d'extinció i  $\beta(r)$  és el coeficient de retrodispersió locals. Els dos coeficients contenen l'aportació de les molècules i aerosols, és a dir que  $\alpha(r) = \alpha_m(r) + \alpha_a(r)$  i  $\beta(r) = \beta_m(r) + \beta_a(r)$ . N(r) és el nombre de fotons o intensitat del feix observat pel LIDAR i  $N_0$  és el nombre de fotons o intensitat del feix emes pel LIDAR. La fracció és l'àrea de recolecció de la llum del LIDAR en funció l'angle sòlid on A és l'àrea del telescopi. La constant C conté totes les constants del sistema LIDAR que depenen de l'obertura òptica del receptor i el diàmetre del feix de llum emès. Les constants C i A es poden reunir en un mateixa constant  $C_1$ . La funció G(r) és un factor geomètric que pren valors entre 0 i 1. Està relacionat amb l'alineament entre el feix del làser i l'àrea de recolecció del LIDAR. Quan el feix del làser està completament comprès en el camp de visió del telescopi, G(r) prendrà el valor de 1. Al contrari, al ser completament exclòs, pren el valor de 0. En un sistema ben alineat, G(r) comença amb 0 per les capes més baixes de l'atmosfera i arriba a 1 a una alçada anomenada *full overlap*. A partir d'aquesta alçada el valor ja no canvía. El factor 2 de l'integral surt de considerar que la llum dispersada al LIDAR fa la distància entre 0 i r dos cops.

A l'hora de resoldre l'equació 3.1, apareixen dues incògnites, el coeficient d'extinció i el coeficient de retrodispersió. Per sistemes realistes  $C_1$  tampoc es coneix amb molta precisió. Per tant, l'equació LIDAR és una equació de dues a tres incògnites que cada una té dos components més, molecular i aerosòlica, és a dir no té una solució analítica.

Per tal de resoldre-la, necessitem saber informació addicional, ja que els coeficients  $\alpha$  i  $\beta$  són desconeguts. Una forma d'actuar és assumir que els dos coeficients estan relacionats entre ells mitjançant el quocient LIDAR,  $S(r) = \alpha(r)/\beta(r)$ , i eliminar una de les dues incògnites. Pel cas del quocient LIDAR molecular, aquest sempre està definit,  $S = 8\pi/3$ , però pel cas del quocient LIDAR aerosòlic pot variar entre 10 i 80. Donar-li un valor al quocient LIDAR aerosòlic s'anomena inversió LIDAR o LIDAR inversion.

Existeixen diversos mètodes de LIDAR *inversion* com el que proposa James D. Klett [13], que assumeix el quocient LIDAR com,

$$\beta(r) = B_0 \alpha^k,$$

$$\frac{dS(r)}{dr} = \frac{1}{\beta(r)} \frac{d\beta(r)}{dr} - 2\alpha(r).$$
(3.3)



**Figure 3.2:** Perfil d'intestitat de retodispersió mesurat pel telescopi LIDAR de MAGIC. Apareix la intensitat de retrodispersió multiplicat per la distància al quadrat en escala logarítmica. La detecció està feta en una nit clara a 22° en zenit.

Aquests mètodes utilitzen algoritmes molt complicats que suposen un problema en les assumpcions sobre k que pot variar considerablement segons el tipus d'aerosol. També una variació gradual amb l'alçada és possible.

A la figura 3.2 es pot veure una gràfica que mostra un perfil d'intensitat de retrodispersió multiplicat per la distància al quadrat en escala logarítmica mesurat per un telescopi LIDAR. La detecció està feta en 22° en zenit en una nit clara. Els primers mil metres s'hi pot veure presència d'aerosols.

## 3.2 Solució al problema d'inversió

La tècnica Raman LIDAR tracta de fer mesures de l'extinció molecular amb la dispersió Raman de N<sub>2</sub>. Aquests perfils es poden determinar i la retrodispersió de fotons són detectats per un fotomultiplicador en un policromador. Un cop els perfils són mesurats, es pot extreure la part molecular de l'equació 3.2 i deixa de ser insoluble.

## 3.3 Tècnica Raman LIDAR

Similar a un LIDAR elàstic, el Raman LIDAR funciona mitjançant l'emissió de polsos de feixos làser de diferents longituds d'ona a l'atmosfera. Els gasos atmosfèrics, com ara nitrogen, oxigen i vapor d'aigua interactuen amb aquesta llum a través del procés de dispersió Raman. Per tant, a més de la llum elàsticament retrodispersada, les molècules en l'atmosfera també produeixen longituds d'ona produïdes per dispersions inelàstiques. El desplaçament de longitud d'ona és únic per a cada molècula, per exemple, el nitrogen crea un desplaçament per efecte Raman de 34 nm de longitud d'ona del feix llençat pel làser. Per tant, espècies gasoses atmosfèriques es poden distingir per aquesta tècnica. Un exemple es veu en la figura 3.3, on apareix una gràfica amb la comparació del coeficient de retrodispersió entre una dispersió de Rayleigh i tres línies Raman del gas Nitrogen, Oxigen i Aigua. El que interessa en les línies Raman de la gràfica és el punt representat per un cercle negre, ja que representa l'integral sobre tots els modes de vibració que han excitat la molècula. Per la dispersió elàstica interessa el punt més alt de la columna a 335 nm.



**Figure 3.3:** Gràfica que mostra el coeficient de retrodispersió en funció de la longitud d'ona. La gràfica mostra la dispersió elàstica i Raman per a tres components a l'atmosfera. El cercle negre representa la suma de tots els modes de vibració la qual han estat excitades les molècules de  $N_2$ ,  $O_2$  i  $H_2O$ . La gràfica s'ha obtingut de [12].

Gràcies a la gràfica de la figura 3.3 es pot veure que de totes les línies Raman, la  $N_2$ és la més intensa i per tant té el coeficient de retrodispersió i secció eficaç més elevada, com era d'esperar vist que abunda més en l'aire. Per aquest motiu els Raman LIDAR acostumen a utilitzar el  $N_2$  per a la línia Raman.

D'altra banda, es pot observar a la figura 3.3 que la línia elàstica és molt més intensa que la Raman del N<sub>2</sub>. Això és degut a que la línia elàstica és tres ordres de magnitud més intensa que la línia Raman, aproximadament  $2 \times 10^{-3}$  més gran.

Ja que la secció eficaç Raman és proporcional a  $\lambda^{-4}$ , com en el cas de la dispersió elàstica, els Raman LIDARs utilitzen línies Raman amb longituds d'ona curtes per augmentar la senyal.

A causa de la limitada quantitat de llum rebuda per les línies Raman, els telescopis Raman LIDAR no poden utilitzar les mateixes infraestructures que els telescopis LIDAR elàstics. Els Raman LIDAR necessiten làsers més potents i miralls que focalitzin la llum al sistema òptic més grans. Per exemple, el LIDAR elàstic utilitzat a MAGIC té un mirall de 0.60 m de diàmetre en canvi el Raman LIDAR per a CTA necessita un mirall de quasi 2 m de diàmetre. El làser del LIDAR de MAGIC és aproximadament tres ordres de magnitud menys potent.

Per últim, hi ha una altra gran diferència entre les dues estructures. La llum col·lectada en un LIDAR elàstic, abans de ser detectada pel fotomultiplicador, passa per un monocromador on hi ha una sèrie de lents on la llum és col·limada i la llum residual és absorbida. En els Raman LIDAR el monocromador passa a ser un policromador, on s'hi afegeixen lents dicroiques que separen del feix de llum les línies Raman de les línies elàstiques.

Pel que fa a l'anàlisi matemàtic de les dades, aquest se simplifica. Es defineix una equació LIDAR per cada línia del Raman LIDAR. Per tant tenim dues equacions LIDAR, per la línia elàstica (idèntica que l'equació 3.1 i 3.2) i la Raman:

$$r^{2}P_{el}(r) = C_{1}N_{0}\left[\beta_{a}(r,\lambda) + \beta_{m}(r,\lambda)\right]\exp\left\{-2\int_{0}^{r}\alpha(r',\lambda)dr'\right\}$$
$$\ln\left(r^{2}P_{el}(r)\right) = \ln\left\{C_{1}N_{0}\left[\beta_{a}(r,\lambda) + \beta_{m}(r,\lambda)\right]\right\} - 2\int_{0}^{r}\alpha(r',\lambda)dr'$$
$$r^{2}P_{Ra}(r) = C_{Ra}N_{0}n_{mol}(r)\sigma_{mol}\exp\left\{-\int_{0}^{r}\left[\alpha(r',\lambda) + \alpha(r',\lambda_{Ra})\right]dr'\right\}$$
$$(3.4)$$

$$\ln(r^{2}P_{Ra}(r)) = \ln[C_{Ra}N_{0}n_{mol}(r)\sigma_{mol}] - \int_{0}^{r}\alpha(r',\lambda)dr' - \int_{0}^{r}\alpha(r',\lambda_{Ra})dr'$$
(3.5)

On  $\lambda$  i  $\lambda_{Ra}$  són la longitud d'ona del làser i la longitud d'ona dispersada per efecte Raman respectivament.  $C_1$  i  $C_{Ra}$  són les constants de la línia elàstica i Raman respectivament, que contenen la superfície efectiva del telescopi, l'eficiència de transmissió del tren òptic<sup>1</sup> i l'eficiència del detector a la línia elàstica i la línia Raman respectivament. La  $\sigma_{mol}$  és la secció eficaç de les molècules que s'utilitza per la línia Raman i  $n_{mol}(r)$ és la densitat molecular. Les variables  $\alpha(r, \lambda)$  i  $\alpha(r, \lambda_{Ra})$  són els coeficients d'extinció total per la longitud d'ona del làser i de la longitud d'ona de la línia Raman. Quan el desplaçament de la longitud d'ona produït per l'efecte Raman és petit, els coeficients d'atenuació de les línies elàstica i Raman són molt semblants i les equacions LIDAR se simplifiquen.

La figura 3.4 mostra un exemple del perfil d'intensitat del senyal de la línia elàstica i una línia Raman, concretament del  $N_2$ , amb presència de núvols. Es pot veure l'atenuació de la intensitat del senyal Raman per presència d'un núvol, a causa de l'augment dels aerosols en aquella zona.

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>El tren òptic és el recorregut que ha de fer la llum a través de tot el muntatge òptic.



**Figure 3.4:** Gràfica que mostra el perfil d'intensitat de les dues línies d'un Raman LIDAR, elàstica i  $N_2$ , amb presència de núvols. A la gràfica s'hi fa referència a la disminució d'intensitat de la línia Raman a l'altura del primer núvol. Figura treta de [11].

Gràcies a la senyal addicional es pot dur a terme una inversió entre les equacions 3.4 i 3.5 per obtenir el coeficient d'extinció aerosòlic de les dues línies:

$$\alpha_a(r,\lambda) + \alpha_a(r,\lambda_{Ra}) = \frac{d}{dr} \left\{ \ln\left[\frac{n_{mol}(r)}{r^2 P_{Ra}(r)}\right] \right\} - \alpha_m(r,\lambda) - \alpha_m(r,\lambda_{Ra})$$
(3.6)

La inversió només és possible suposant que la quantitat de molècules de la línia Raman a tots els punts de l'atmosfera és constant. Assumint una dependència analítica d'entre  $\alpha_a(r, \lambda)$  i  $\alpha_a(r, \lambda_{Ra})$ , és extreta una única solució de l'equació 3.6,

$$\alpha_a(r,\lambda) = \frac{\frac{d}{dr} \left\{ \ln \left[ \frac{n_{mol}(r)}{r^2 P_{Ra}(r)} \right] \right\} - \alpha_m(r,\lambda) - \alpha_m(r,\lambda_{Ra})}{1 + \left( \frac{\lambda}{\lambda_{Ra}} \right)^{\delta}}.$$
(3.7)

Els coeficients d'extinció moleculars per les dues línies són fàcils de trobar amb la teoria de Rayleigh a partir del coeficient de retrodispersió,  $\alpha_m = \frac{8\pi}{3}\beta_m$ .

L'ús de la tècnica Raman augmenta la precisió en el càlcul del coeficient d'extinció. Per la tècnica LIDAR és assolida una precisió de  $\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = 10\%$ , en canvi amb la tècnica

Raman LIDAR la precisió és  $\frac{\Delta \alpha}{\alpha} = 2\%$ .

Pel que fa el coeficient Ångström,  $\delta$ , cal destacar que una estimació precisa requereix dades del LIDAR extremadament precises i preses amb al menys dues línes elàstiques. Aerosols o capes de núvols inhomogenis dins de la zona de mesura del LIDAR poden distorsionar significativament les dades i causar un valor erroni de  $\delta$ . Suposant que l'atenuació aerosòlica té una dependència exponencial amb la constant d'Ångström i a partir de dos coeficients d'extinció en dues longituds d'ona,  $\alpha_a(\lambda_1)$  i  $\alpha_a(\lambda_2)$ , la  $\delta$  es pot escriure com:

$$\delta = \frac{\ln \alpha(\lambda_2) - \ln \alpha(\lambda_1)}{\ln \lambda_1 - \ln \lambda_2} \tag{3.8}$$

D'un l'altre banda, la determinació d' $\alpha_a(r)$  no és molt sensible al valor precís de  $\delta$ . D'aquesta forma, per dur a terme una bona campanya de mesura en el rang de longituds d'ona aplicables per CTA, és necessari que el Raman LIDAR sigui capaç de detectar dues línies elàstiques i com a mínim una línia Raman dintre d'aquest rang. Com es pot veure a les equacions 3.7 i 3.8, les dues depenen de  $\delta$  i dels coeficients d'extinció, per tant és necessari un càlcul iteratiu per trobar les solucions amb la precisió tolerable.

## 4 UAB-IFAE Raman LIDAR

L'Institut de Física d'Altes Energies (IFAE) i la Unitat de Física de les Radiacions (UFR) del Departament de Física de la UAB col·laboren en el calibratge de l'atmosfera del projecte CTA a través d'un Raman LIDAR, l'eina més eficaç per calibrar l'atmosfera. S'ocupa del desenvolupament del seu telescopi, l'estudi i comprensió de l'adquisició de dades i l'acoplament a l'observatori CTA. Tota la informació sobre el disseny Raman LIDAR està detalladament escrita a [15].

Parts importants van ser incorporades de l'experiment CLUE [16], l'experiment va ser un conjunt de detectors de raigs còsmics instal·lats al Roque de los Muchachos a l'illa de la Palma. Tots els telescopis estaven dins de contenidors transportables. Fa uns anys va ser desmantellat, però en molts dels contenidors individuals encara existeix el telescopi en el seu interior. Aquests recipients es van emmagatzemar en un estacionament sense ús i va aparèixer la idea de reutilitzar aquests telescopis pels LIDAR's de CTA. S'han comprat dos contenidors, un d'ells ja està al Roque de los Muchachos i es mantindrà allà, l'altre va ser portat al campus de la UAB. Aquest últim s'utilitza per construir un primer prototip d'un Raman LIDAR mentre que el primer serà una versió millorada del prototip.

## 4.1 Objectius i requeriments

Els IACT's estan dissenyats per detectar raigs  $\gamma$  a través de les EAS que són produïdes fins a 15 o més kilòmetres d'alçada. Això implica la necessitat de saber la influència atmosfèrica en aquests nivells i per tant la necessitat d'un LIDAR potent. També és important mencionar la influència de les capes d'aerosols, que és concentren per sota dels 2 km, per tant el LIDAR ha d'estar dissenyat per rebre informació a aquestes altures.

El LIDAR que serà instal·lat a CTA ha d'estar operatiu i amb un manteniment mínim durant 30 anys. També, hauria de ser capaç de funcionar amb un manteniment periòdic a curt plaç de dues hores cada setmana mitjançant dos operaris i periòdicament a llarg plaç d'un dia cada mes també amb dos operaris. Això, hauria de fer que el LIDAR no necessités més d'una reparació seriosa cada cinc anys i que el LIDAR estigués operatiu al cap de dos dies.

Pel que fa a l'òptica, es vol que l'UAB-IFAE Raman LIDAR treballi en quatre línies. Dues elàstiques, així servirà per determinar el coeficient d'Ångström i dues línies Raman. Aquestes dues són les línies corresponents a la dispersió Raman a causa del  $N_2$  de les línies elàstiques. Les línies amb què ha de ser capaç de treballar el Raman LIDAR són una elàstica de 532 nm amb la respectiva línia Raman de 607 nm i l'altre elàstica de 355 nm amb la respectiva línia Raman de 387 nm. L'UAB-IFAE Raman LIDAR ha d'estar dissenyat amb les característiques idònies per analitzar aquestes quatre línies.

## 4.2 El contenidor

El contenidor és la infraestructura que conté tot el sistema tant físic com electrònic del telescopi Raman LIDAR. Com el telescopi, el contenidor també és una peça reciclada de l'experiment CLUE. Té unes mides estàndard d'un container marítim, és a dir,  $5.90 \times 2.35 \times 2.39$  metres. El contenidor pesa 2.3 tones, tot el sistema de contenidor i telescopi pesa 3 tones. A la figura 4.1 es pot veure una fotografia del contenidor de l'experiment CLUE.



Figure 4.1: Fotografia del contenidor del telescopi UAB-IFAE Raman LIDAR treta de [15].

L'objectiu del contenidor és protegir contra pluja, pols i altres fenòmens mediambientals tota la instrumentació de l'interior, com també està correctament mecanitzat perquè el telescopi sigui totalment operacional. Per poder complir-ho, el contenidor es pot obrir per la meitat mitjançant dos motors hidràulics.

Un aspecte important de l'UAB-IFAE Raman LIDAR és el seu possible transport cap a altres zones. El contenidor CLUE té un mecanisme de bloqueig de les dues meitats mòbils per facilitar el seu transport.

## 4.3 Telescopi: mirall principal i xassís

L'UAB-IFAE Raman LIDAR està equipat amb el mirall principal provinent de l'experiment CLUE. El telescopi té un mirall esfèric de 1.8 m de diàmetre, té una rugositat entre 2 i 3 nm amb una reflectivitat del 95% en les longituds d'ona que ens interessa. Al mirall se li va perforar un forat al seu centre. La figura 4.2 és una fotografia del mirall esfèric.

Un aspecte important és el quocient f/D que indica l'augment de la imatge formada en el pla focal. Pel tipus d'experiment que va ser dissenyat el mirall no va ser volgut cap augment en la imatge, per això té un f/D = 1, significa que la distància focal f també és de 1.8 m.



Figure 4.2: Fotografia del mirall esfèric de l'UAB-IFAE Raman LIDAR.

A causa de les aberracions pròpies d'un mirall, aquest no crea imatges perfectes sinó que les crea amb imprecisions. Per aquest mirall es va fer un experiment per comprovar la mida del *spot*, apuntant a l'estrella *Polaris* i mesurant quanta llum estava inclosa per diverses mides del *spot*. Es va arribar a la conclusió que el 80% de la llum detectada estava continguda dins d'un 6 mm de diàmetre, el 90% estava continguda dins d'un 7 mm de diàmetre i per últim el 99.9% de la llum estava continguda dins d'un *spot* de 8.8 mm de diàmetre.

Pel que fa a l'estructura del Raman Lidar, el telescopi té un xassís que suporta el mirall esfèric, aguanta tot el sistema òptic al pla focal i proporciona moviment a tot el sistema del Raman LIDAR. El xassís està dissenyat per efectuar moviments en el zenit i azimut. Afegit al xassís estan els pètals, aquests s'obren i es tanquen amb l'objectiu de protegir el mirall de la pols. Els pètals estan fets de poliestirè. Unida al xassís que aguanta el mirall, hi ha l'estructura que suporta el làser anomenada braç del làser. A la figura 4.3 es pot veure una fotografia del xassís on hi ha indicat totes les parts i la figura 4.4 és una fotografia dels pètals.

## 4.4 El làser

El làser usat per l'UAB-IFAE Raman LIDAR és un làser Nd:YAG (*Neodymium Doped Yttrium Aluminium Garnet*) de l'empresa QUANTEL, és un làser d'Òxid d'Itri i Alumini dopat amb Neodimi, un de làser d'estat sòlid que utilitza com a medi actiu un cristall de granat d'Itri i Alumini ( $Y_3Al_5O_{12}$ ).

El làser produeix llum polsant de 1064 nm, amb un ritme de repetició de 20 Hz i una potència de fins a 400 mJ per pols. El feix de llum té una durada de 5 ns i un angle



**Figure 4.3:** Fotografia del xassís del telescopi UAB-IFAE Raman LIDAR: (a) plataforma metàl·lica que suporta el moviment azimutal, (b) estructura metàl·lica que suporta el moviment zenital, (c) suport situat al pla focal, (d) braç del làser, (e) suport per l'alineament del feix del làser. Fotografia treta de [15].



Figure 4.4: Fotografia d'un pètal del telescopi UAB-IFAE Raman LIDAR, treta de [15].

d'obertura de 0.5 mrad.

Seguit al làser, hi ha dos generadors d'harmònics mitjançant dos mòduls compactes

on hi ha un cristall no lineal i un conjunt desmuntable de miralls dicroics. Canviant la configuració de miralls dicroics és possible tenir diverses sortides de longitud d'ona, tal com dues sortides diferents o les tres longituds d'ona a través de la mateixa sortida. A la figura 4.5 hi ha un petit esquema de les possibles configuracions.



**Figure 4.5:** Esquema de les tres configuracions d'emissió possibles del làser. La primera imatge representa les tres longituds d'ona sense mirall dicroic sortint per la mateixa sortida. La segona té un mirall dicroic que separa un feix i gràcies a un beam dump tapa l'altra sortida. La tercera és igual que la segona però sense el beam dump. Esquema tret de [15].

Els cristalls no lineals tenen un funcionament especial. Al primer cristall per cada dos fotons de 1064 nm, crea un foto de 532 nm i al segon cristall per cada tres fotons de 1064 nm crea un fotó de 355 nm. En conclusió, el làser Nd:YAG té la capacitat d'emetre feixos en tres longituds d'ona diferents; 1064 nm, 532 nm i 355 nm. Cada harmònic presenta diferències de comportament en relació a l'energia i potència del feix. A la taula 4.1 estan representades les propietats de cada harmònic.

Paràmetres en funció de la $\lambda$						
$\lambda$ (nm)	Energia/pols (mJ)	Potència (W)	Duració pols (ns)			
1064	400	4	5			
532	200	2	4			
355	100	1	4			

**Table 4.1:** Paràmetres energètics i de potència en funció de la longitud d'ona del feix del làser Nd:YAG.

Per l'UAB-IFAE Raman LIDAR només interessen els harmònics de 532 nm i 355 nm, a la sortida del feix comú cal posar un *beam dump* que aturi els fotons amb longitud d'ona de 1064 nm.

A la zona posterior del braç del làser hi ha el que s'anomena taula XY. És una part important de tot el sistema del telescopi perquè proporciona moviment al làser, indispensable a l'hora d'alinear el telescopi. Per subministrar el moviment en els eixos X i Y, dos motors de corrent continu estan associats a un cargol per motor i un motor per grau de llibertat.

Els motors són del model Faulhaber 3863H024C, units a ells hi ha una reductora 111:1 per millorar la resolució. Els dos components es mouen solidaris a un cargol d'1 cm per revolució controlat per un codificador d'eix d'una precisió de 25  $\mu$ m corresponent aproximadament a 30  $\mu$ rad en la precisió amb la qual es controla el moviment angular del feix del làser. Per fixar la posició inicial de la taula XY s'utilitzen dos interruptors de final de carrera. La taula XY està connectada via *ethernet* amb un ordinador central per controlar tot el moviment. A la figura 4.6 es pot veure una fotografia del làser, també apareix el braç del làser on hi ha indicat totes les parts.



**Figure 4.6:** Fotografia del làser i del braç del làser: (a) codificador, (b) motor, (c) reductora, (d) interruptors de final de carrera, (e) controladors, (f) targeta de control, (g) control del moviment del braç del làser. Fotografia treta de [15].

## 4.5 Sistema òptic

Una part del feix del làser, després d'haver estat retrodispersat a l'atmosfera torna en direcció al telescopi. A distàncies llargues, aquesta llum prové de tal forma que els raigs venen quasi paral·lels, després són focalitzats al pla focal del mirall primari. Per tant, és necessari un sistema òptic situat al pla focal que reculli la llum i la transporti fins al detector. L'UAB-IFAE Raman LIDAR va optar per col·locar una guia de llum líquida, *liquid light guide* (LLG).

La guia de llum líquida muntada al Raman LIDAR és una guia del tipus Lumatec Series 300 i té 3.2 m de llargada, encarregada de transportar la llum focalitzada al pla focal cap al policromador, sistema on es registra i digitalitza la llum. Segons l'estudi esmentat anteriorment, la grandària del *spot* del làser al pla focal és de 6 mm aproximadament. Per tal de recollir gairebé tota la llum focalitzada, la guia té un diàmetre útil de 8 mm. El diàmetre total de la guia és entre 10 mm i 15 mm, depenent de la zona.

La guia està optimitzada perquè treballi amb un pic de transmissió del 80% a l'espectre energètic entre 320 nm i 650 nm, just el rang de les quatre línies que es volen mesurar. El líquid de l'interior de la guia es mantindrà estable durant els anys a menys que sigui exposat a radiació fora d'aquest espectre. Longituds d'ona més curtes poden destruir les propietats de transmissió del líquid i longituds d'ona més grans poden sobreescalfar el líquid i causar bombolles.

S'han efectuat experiments per estudiar la dependència de la transmissió en funció de la temperatura. Els resultats conclouen que la transmissió varia molt poc amb la temperatura. Hi ha una lleu disminució quan s'arriba a temperatures més altes que  $25^{\circ}$ C i la màxima transmissió és trobada a  $23^{\circ}$ C, resultat perfecte, ja que és aproximadament la temperatura de treball del làser.

El policormador és el responsable de recollir i col·limar la llum transportada per la LLG del pla focal. La gràcia del policromador és que les diferents longituds d'ona són separades per una successió de miralls dicroics. Al final, cada feix és focalitzat al detector de llum però abans passant per uns filtres que seleccionen la longitud d'ona correcte.

El disseny actual del policromador té els dicroics i filtres adients per la lectura de quatre canals; les dues línies elàstiques, 355 nm i 532 nm, i les dues línies Raman, 387 nm i 607 nm. A la figura 4.7 es pot observar un esquema del disseny del policromador.



Figure 4.7: Disseny del policromador amb quatre canals de lectura. Esquema tret de [15].

Després de ser transportada la llum a través de la guia, un sistema de dues lents (LC) col·limen el feix. El sistema LC són lents plano-convexes amb una distància focal de 150 mm i un diàmetre de 100 mm. Després de passar pel primer sistema de LC, el



**Figure 4.8:** Fotografies del monocromador: (a) monocromador tancant dins una caixa metal·lica i (b) l'interior del monocromador. Es pot veure el PMT i el filtre d'intensitat, la moneda serveix per fixar una referencia.

feix se separa en les quatre línies gràcies a miralls dicroics (DM), amb un sistema de tres DM la llum està completament separada, cada sistema de miralls dicroics no és igual. Un mirall dicroic reflecteix per sota d'una certa longitud i transmet per sobre, per això el policromador està dissenyat en orde ascendent de longitud d'ona. Un cop separada la llum en quatre canals, cada feix passa per un altre sistema de LC que el focalitza en direcció al detector. Com els DM deixen passar una certa amplitud de longituds d'ona, abans d'arribar el feix al detector cal posar un filtre d'interferència que seleccioni la longitud d'ona correcta (IF).

Pel que fa al detector, el policoromador porta un tub fotomultiplicador d'electrons, concretament un PMT (*PhotoMultiplier Tube*) Hamamatsu R11920. Aquest PMT és el mateix detector que portaran les càmeres de CTA. S'ha escollit aquest detector per la seva precisió a detectar un únic fotó i la seva eficiència en funció de la longitud d'ona.

Actualment, el policromador està en procés de disseny i construcció. Per poder alinear l'UAB-IFAE Raman LIDAR i prendre les primeres mesures, es treballa amb un monocromador molt més senzill. Aquest és com un policromador però només amb un canal, hi ha un PMT Hamamatsu R11920, sense sistema de lents i només un filtre per mesurar únicament la línia elàstica de 532 nm. A la figura 4.8 hi ha dues fotografies del monocromador. Per la seva falta d'un sistema de col·limació, el PMT del monocromador rebrà molta menys llum que el canal corresponent del policromador. Això no hauria d'afectar al seu ús per a tasques d'alineament.

### 4.6 Sistema de lectura

Per a la unitat d'adquisició de dades de l'UAB-IFAE Raman LIDAR s'ha ecollit un sistema LICEL (*LIdar Computing and Electronics*), utilitzat per la majoria de telescopis LIDAR i fabricat per l'empresa LICEL. La senyal detectada pel PMT és rebuda pel LICEL que la digitalitza.

El LICEL es compon d'un digitalitzador de senyal ràpid i un discriminador per a la

detecció de fotons individuals. Per una detecció analògica utilitza un converitor A/D de 20 MHz de freqüència. Per a senyals molt febles utilitza un discriminador de 250 MHz de freqüència, fa comptes d'únics fotons a partir d'una tensió llindar determinada.

## 4.7 Alineament

És important per a un bon rendiment del sistema, tenir sempre un alineament apropiat entre el feix del làser i l'eix òptic del telescopi. Els LIDAR's poden ser alineats de forma bi-axial o co-axial. L'alineament bi-axial consisteix en que el feix del làser és paral·lel a l'eix òptic del mirall primari, en canvi l'alineament co-axial consisteix en que el feix del làser coincideix amb l'eix òptic del mirall. El primer alineament requereix menys *hardware*, ja que no s'ha de guiar el feix del làser a l'eix òptic del telescopi.

El diferent alineament comporta que el rang de completa superposició del camp de visió, cobert per la LLG, i el feix del làser siguin diferents. Aquesta superposició completa dels eixos determina l'altura mínima a l'atmosfera on el LIDAR obtindrà mesures. Com que en l'alineament co-axial, el feix del làser és coincident a l'eix òptic, la superposició completa s'origina a pocs centenars de metres, a diferència del bi-axial, on l'altura mínima és al voltant d'1 km. Un altre factor que diferencia l'alineament bi-axial i co-axial és la complexitat del prealineament i l'alineament total. El prealineament consisteix en dur el *spot* del làser molt aprop del camp de visió cobert per la LLG i l'alineament total consisteix en dur-lo dintre i centrar-lo.

Per aproximar la distància de superposició completa, R, s'utilitza la fòrmula 4.1 que està demostrada a [17]. La x és la distància entre el feix del làser i l'eix òptic del mirall del telescopi, D és el diàmetre del mirall, d és el diàmetre del spot creat al pla focal, aquesta propietat s'anomena PSF (*Point Spread Function*), f és la distància focal,  $\theta$  és l'obertura del feix del làser i p és el diàmetre útil de la LLG.

$$R = \frac{2x + D + d}{p/f - \theta}.$$
(4.1)

Si introduïm els paràmetres de l'UAB-IFAE Raman LIDAR a l'equació 4.1 i calculem la R per un alineament bi-axial, suposant una x=1 m, obtenim una distància de superposició dels feixos d'aproximadament de 960 m. D'altra banda, per un alineament co-axial, és a dir x=0, obtenim una R d'aproximadament 450 m.

En moltes situacions la contribució aerosòlica més gran a l'atmosfera és per sota dels 500 m, per aquest motiu l'UAB-IFAE Raman LIDAR té un alineament co-axial<sup>1</sup>. Per dur-la a terme, al xassís del telescopi, concretament al suport (e) de la figura 4.3, hi ha dos miralls petits d'una polzada de diàmetre que guien el feix del làser a l'eix òptic del mirall primari. A la figura 4.9 es pot veure una fotografia cada mirall petit.

L'altre aspecte important que s'ha considerat per realitzar un alineament co-axial i no bi-axial és la facilitat de fer l'alineament total. Un cop prealineat el làser, cal trobar les coordenades on el pic més alt del senyal és més gran, és a dir on el senyal es màxim a

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Pel cas del Raman LIDAR instal·lat al campus de la UAB, a causa de la seva gran dimensió, hi ha una separació de mil·límetres entre el feix del làser i l'eix òptic.



**Figure 4.9:** Fotografies dels miralls petits instal·lats al UAB-IFAE Raman LIDAR: (a) primer mirall petit i (b) segon mirall petit.

qualsevol alçada atmosfèrica. Els sistemes bi-axials, en canvi, el prealineament és molt senzill perquè en creuar el camp de visió cobert per la LLG, és relativament fàcil veure algun senyal, però a l'hora de col·locar el feix paral·lel a l'eix òptic és molt difícil, ja que s'ha de maximitzar la senyal més llunyana. En contra, la dificultat més gran de l'alineament co-axial és el prealineament, ja que es realitza movent els dos miralls petits i el marge d'error és molt ínfim. El prealineament es duu a terme només en situacions molt concretes. A la figura 4.10 es pot veure un esquema del prealineament de l'UAB-IFAE Raman LIDAR.



**Figure 4.10:** Esquema del prealineament de l'UAB-IFAE Raman LIDAR, figura de [15]. La distància del segon mirall petit respecte a l'eix òptic del mirall és menor de 5 mm

## 5 Prealineament de l'UAB-IFAE Raman LIDAR

Amb el prealineament cal portar el *spot* del làser al més a prop possible del camp de visió cobert per la LLG mitjançant els moviments dels miralls petits. És un pas previ a l'alineament que es farà seguidament mitjançant la taula XY. A la figura 5.1 hi ha representat un simple dibuix de què s'ha de fer per prealinear el telescopi.



**Figure 5.1:** Simple dibuix del prealineament d'un Raman LIDAR; el FOV (Field Of View) és el camp de visió del mirall primari i el PSF (Point Spread Function) és l'angle d'obertura del làser tenint en compte les aberracions del primer mirall. Les fletxes mostren la mobilitat d'aquest en dues direccions gràcies als moviments de la taula XY dintre dels límits dels miralls petits.

Cal mencionar que al moment de la meva incorporació al projecte d'assemblatge de l'UAB-IFAE Raman LIDAR encara no s'havia intentat dur a terme un prealineament. El personal involucrat al projecte ja havia desenvolupat un mètode de prealineament i la tasca va ser provar-ho i experimentar amb ell.

### 5.1 Mètode de prealineament d'un Raman LIDAR

Com l'eix òptic del telescopi no és visible a ull, no és possible realitzar el mètode amb el làser del LIDAR, per tant pel prealineament és necessari la utilització d'un làser addicional. La tasca consisteix en trobar el punt de 2f, és a dir, sobre l'eix òptic, dos cops la distància focal. Per això no cal un làser d'alta tecnologia sinó un làser convencional domèstic ja és suficient. Per diferenciar els dos làsers anomenaré el làser del telescopi primari i el de prealineament secundari.

El primer pas consisteix en col·locar el làser secundari a dos cops la distància focal, aproximadament 3.6 m en el focus 2f. Des d'aquella posició, es fa incidir el feix del làser secundari aproximadament coincident amb l'eix òptic. El làser secundari es fixa sobre un trípode que li proporciona la mobilitat, a la figura 5.2 hi han dues fotografies d'aquest. Gràcies al trípode obtenim tres graus de llibertat més, concretament són rotació en horitzontal i vertical i translació vertical, més la translació horitzontal de tot el sistema del trípode làser secundari.



**Figure 5.2:** Fotografies del trípode usat pel prealineament: (a) posició on està situat el làser addicional al trípode i (b) local·lització on ha d'estar per situar-se a dos cops la distància focal.

Seguidament, es col·loca un vidre difusor davant del làser secundari. Això provoca que els raigs del làser vagin en direcció al mirall primari provinents de 2f, per tant rebotaran al mirall i focalitzaran al mateix punt (justament on està situat el difusor). El pas anterior serveix per trobar la posició exacta de 2f vist que només allà l'imatge reflectada coincideix amb el *spot* del làser per il·luminació directa. Utilitzant els quatre graus de llibertat del trípode aconseguim superposar el *spot* davant de la font làser.

Gràcies a aquests passos, sabem que la posició del làser secundari està aproximadament coincident amb l'eix òptic del mirall. Cal engegar el làser primari i mitjançant el moviment dels dos miralls petits es col·loca el *spot* creat a 2f sobre la font de llum del làser secundari. També cal moure el braç del làser amb la taula XY, ja que per grans moviments dels miralls petits és possible que el feix del làser primari surti de la superfície de reflexió d'un dels miralls petits. Cada mirall petit té un moviment en dos eixos perpendiculars entre ells i paral·lels al pla format pel mirall. Un cop arribat a aquesta situació, el telescopi ja està prealineat. En principi, la precisió amb la qual es pot prealinear el LIDAR d'aquesta manera és d'un centímetre en el pla 2f, és a dir aproximadament 5.5 mrad.

## 5.2 Resultat del prealineament

El mètode s'ha realitzat cinc cops però només en una s'ha obtingut un bon prealineament. El prealineament es duia a terme en posició pàrquing del telescopi. Un cop fet, es movia el telescopi uns graus en zenit per apuntar al cel però no es veia cap senyal de retrodispersió a l'oscil·loscopi, sinó que per trobar algun senyal era necessari moure el braç del làser i desfer el prealineament efectuat.

Això no s'esperava vista la precisió estimada del mètode. Per tant és possible que el telescopi tingui algun problema de subjecció, és a dir que no sigui tan estable com pensavem. Un cop efectuavem el prealineament un dia, quan tornavem a treballar amb ell després d'alguns dies s'havia perdut el prealineament. Això confirma que el telescopi no està prou ben fixat i el moviment en azimut i zenit produeix petites deformacions al xassís i per tant a la direcció del feix làser, o bé hi ha un cert desviament amb la temperatura. Com a conseqüència vam demanar als enginyers fixar més fortament el primer mirall petit ja que només reposa sobre un tub cilíndric d'alumini. També van eliminar tots els cables penjants que podien causar un desviament de l'eix l'òptic del telescopi al moure'l en azimut.

Durant aquests intents vam trobar una correcció per aquest problema: consisteix en prealinear el telescopi en posició pàrquing com s'ha explicat anteriorment jugant amb el moviment del braç del làser i dels miralls petits perquè el prealineament sigui acabat amb el *spot* del làser al centre dels miralls petits. Quan es vulgui apuntar amb el telescopi a qualsevol direcció de l'espai només cal moure el segon mirall petit perquè el *spot* quedi al seu centre. Així es corregeix la variació produïda pel moviment del xassís.

Gràcies a la correcció vam poder veure algun senyal. A la figura 5.3 es pot observar una fotografia del senyal rebut a l'oscil·loscopi del Raman LIDAR prealineat.



**Figure 5.3:** Perfil d'intensitat mesurat de l'UAB-IFAE Raman LIDAR després del prealineament. El perfil és en color groc, el color blau indica el trigger.

Un altre possible causant del mal prealineament és que el tub de refrigeració del làser és molt aparatós i és possible que en moure el xassís aquest tiri de l'estructura. Aquesta suposició va ser proposada per l'enginyer mecànic encarregat del projecte. Com a solució han muntat una plataforma on descansa el sistema de refrigeració i gira solidaria amb el xassís en azimut.

## 5.3 Miralls petits

Realitzant els prealineaments ens hem adonat que apareix un problema a l'hora de moure el braç del làser en relació als miralls que guien el feix làser. Aquests havíen sigut dimensionats d'acord amb la suposició que el braç del làser fos rígid i no es movia. Però vistes les petites deformacions, resulten massa petits i amb facilitat el feix del làser surt de la superfície de reflexió d'un dels dos miralls, per tant es presenta la situació d'haver-ne de comprar de més grans. Per entendre el marge de mobilitat que disposem he efectuat uns càlculs per entendre la situació actual. A la figura 5.4 hi ha un esquema del telescopi amb anotacions de les distàncies. Aquestes han estat mesurades *in situ* al telescopi i tenen una incertesa de cinc mil·límetres. L'objectiu dels càlculs és esbrinar el marge de moviment que ens proporcionen els miralls. Considerant el camp de visió de la LLG i del PSF del telescopi, es pot saber la distància angular amb la qual es podria efectuar el prealineament i l'alineament.



**Figure 5.4:** Esquema de l'UAB-IFAE Raman LIDAR amb anotacions de distàncies. Totes les distàncies són preses in situ i tenen una incertesa de 5 mm, menys la distància focal. On apareix LLG representa la localització de la guia líquida, amb un diàmetre de 8 mm. Els miralls petits tenen un diàmetre d'una polzada que equival a 2.54 cm.

Primer cal saber la distància x, que no s'ha pogut mesurar *in situ* al telescopi, mitjançant el teorema de Pitàgores i després és necessari calcular l'angle  $\theta$ .

$$x = \sqrt{130^2 - 110^2} = 69.3 \pm 1.2 \text{ cm}$$
$$\Delta x = \sqrt{\left(0.5 \times \frac{130}{x}\right)^2 + \left(0.5 \times \frac{110}{x}\right)^2} = 1.2 \text{ cm}$$
$$\theta = \arccos\left(\frac{110}{130}\right) = 32.2^\circ \pm 0.6^\circ$$
$$\Delta \theta = 0.5 \times \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{110}{130}\right)^2}} \sqrt{\frac{1}{130^2} + \left(\frac{110}{130^2}\right)^2} = 0.01 \text{ rad} = 0.6^\circ$$

Gràcies a  $\theta$  es pot calcular l'angle d'incidència del feix del làser al mirall petit,  $\beta$ , i també l'angle  $\alpha$  que servirà per calcular les projeccions dels miralls petits en els eixos X i Y.

$$180^{\circ} = 90^{\circ} + \theta + 2\alpha$$
$$\alpha = \frac{90^{\circ} - \theta}{2} = 28.9^{\circ} \pm 0.3^{\circ}$$
$$\Delta \alpha = \frac{\Delta \theta}{2} = 0.3^{\circ}$$
$$\beta = 90^{\circ} - \alpha = 61.1^{\circ} \pm 0.3^{\circ}$$
$$\Delta \beta = \Delta \alpha$$

Per saber el marge de moviment condicionat pels miralls, primer cal calcular la projecció de cada mirall petit en el pla perpendicular a la direcció del feix del làser. Convertim les distàncies en angle d'obertura gràcies al fet que per angles petits tan  $\vartheta \simeq \vartheta$ . El primer resultat és del primer mirall petit i el segon correspon al segon mirall petit.

$$p = 2.54 \cdot \sin \alpha = 1.23 \pm 0.01 \text{ cm}$$
$$\Delta p = \Delta \alpha \cdot 2.54 \cdot \cos \alpha = 0.01 \text{ cm}$$
$$1: \frac{p}{84 \text{ cm}} = 1.46 \times 10^{-2} \text{ rad} = 14.6 \pm 0.2 \text{ mrad}$$
$$\Delta = \sqrt{\left(\frac{\Delta p}{84}\right)^2 + \left(\frac{0.5p}{84^2}\right)^2} = 0.2 \text{ mrad}$$
$$2: \frac{p}{84 \text{ cm} + 130 \text{ cm}} = 5.75 \times 10^{-3} \text{ rad} = 5.75 \pm 0.05 \text{ mrad}$$
$$\Delta = \sqrt{\left(\frac{\Delta p}{84 + 130}\right)^2 + \left(\frac{0.7p}{(84 + 130)^2}\right)^2} = 0.05 \text{ mrad}$$
(5.1)

La incertesa de la suma de 84 cm i 130 cm l'he calculat per separat mitjançant  $\Delta = 0.5\sqrt{2} = 0.7$  cm.

El segon mirall és el que té la projecció més petita, per tant és el que limita el moviment del làser sobre el mirall. Si entenem aquest marge com una obertura d'un feix, aquesta és de 5.75 mm a un metre de la font. Com s'ha fet per calcular l'obertura del mirall petit faig el mateix amb el *Field Of View*, on la LLG té un diàmetre útil de 8 mm al pla focal (180 cm). Per calcular l'obertura del feix làser utilitzem la mesura PSF, *Point Spread Function*, la qual el làser crea un *spot* de 6 mm de diàmetre al pla focal. En conseqüència, les obertures del camp de visió i el feix del làser són,

$$FOV \approx \frac{0.8 \text{ cm}}{180 \text{ cm}} = 4.4 \times 10^{-3} \text{ rad} = 4.4 \text{ mrad}$$
$$R_{FOV} \approx 2.2 \text{ mrad}$$
$$PSF \approx \frac{0.6 \text{ cm}}{180 \text{ cm}} = 3.3 \times 10^{-3} \text{ rad} = 3.3 \text{ mrad.}$$
$$R_{PSF} \approx 1.6 \text{ mrad}$$

. .

A la figura 5.5 es pot veure un esquema de l'obertura del camp de visió (FOV) i del feix làser vist a través de la PSF del telescopi. El  $R_{projec}$  representa el marge de moviment permès a causa de la mida de la superfície reflectant dels miralls petits, calculat a l'equació 5.1. Per tenir marge de moviment en totes les direccions col·loquem el *spot* del làser al centre dels miralls petits, per tant el  $R_{projec} = \frac{5.75}{2} = 2.88 \pm 0.03$  mrad és la meitat de l'obertura calculada a 5.1. Això s'ha de comparar amb la precisió del mètode de prealineament a 2f, és a dir 5.5 mrad, és gairebé el doble. Llavors, podem esperar que cada sis de set intents el prealineament falla senzillament per fluctuacions estadístiques.



**Figure 5.5:** Esquema de les obertures del FOV, PSF i del marge de moviment dels miralls a l'hora del prealineament.

Si es vol saber el marge de maniobra màxim del prealineament és  $R_{prealin} = R_{FOV} + R_{PSF} + R_{projec} = 6.68 \pm 0.03$  mrad. Aquest és el radi fora del qual ja és impossible trobar el senyal. Comparat una altre vegada amb la presició de 5.5 mrad del mètode de prealineament, podem esperar que la meitat de les vegades no es veu senyal després del prealineament.

Finalment es vol saber de quina mida haurien de ser els miralls petits per tenir marge suficient a l'hora de realitzar el prealineament, en funció de la precisió a la utilització del làser addicional. Primer imposem una precisió de prealineament amb el làser addicional més generosa, 2 cm, per tant la seva obertura corresponent és 2 cm/175 cm = 11.4 mrad. Així, el prealineament no s'ha d'efectuar necessàriament per una persona molt experta, com serà el cas en l'observatori de CTA. Els 175 cm és la distància del segon mirall petit i el pla 2f, on està situat el làser addicional. Ara es pot saber el factor x que indica quant més gran ha de ser un mirall petit per assolir aquesta precisió, cal esmentar que el R<sub>projec</sub> és proporcional a la mida del mirall petit.

11.4 mrad + 
$$R_{PSF} = x R_{projec}$$
  
 $x \approx 4.5$ 

Es necessitaria un mirall petit 4.5 cops més gran per poder arribar a calibrar i entrar en el camp de visió. En canvi, el mateix factor però per un prealineament total, on es pot centrar el feix del làser en el centre del camp de visió i a més observar com baixa el senyal quan el feix passa a través del centre del mirall petit és:

11.4 mrad + 
$$R_{PSF}$$
 +  $2R_{FOV} = xR_{projec}$   
 $x \approx 6$ 

Per últim, estaria bé saber quina precisió del làser addicional es tindria si es dotés al telescopi uns miralls cinc cops més grans, x = 5, perquè aquesta sería la última mida que es pot comprar encara a un preu raonable:

$$a + R_{PSF} + 2R_{FOV} = 5 \times R_{projec}$$
  
 $a \approx 8.3 \text{ mrad}$   
 $a \approx 8.3 \text{ mrad} \times 175 \text{ cm} \approx 1.5 \text{ cm}$ 

Amb el mètode descrit per prealinear el telescopi, assolir una precisió amb el làser addicional de 1.5 cm és possible. Tot i que per assolir-la cal prealinear amb molta exactitud i per tècnics especialitzats. Una possible solució per disminuir la precisió del làser addicional és que l'enginyer mecànic del projecte dissenyés una estructura lleugera adherida i desmuntable a l'estructura del pla focal, element (c) de la figura 4.3. L'objectiu d'aquesta seria la subjecció del làser addicional amb l'avantatge que ja seria aproximadament coincident amb l'eix òptic del mirall primari.

Ha quedat demostrada la necessitat de tenir més marge de mobilitat del feix del làser per la superfície reflectant dels miralls petits. La mida hauria de ser al menys 5 cops més grans.

## 5.4 Primeres mesures amb l'UAB-IFAE Raman LIDAR

Abans de procedir amb les mesures del sistema complet, vam comprovar la precisió del PMT i el soroll de tot el sistema electrònic. L'electrònica del telescopi introdueix algun soroll al senyal, sobretot l'alta tensió que alimenta al PMT i els cables que transporta el senyal des del PMT fins al LICEL.

Una bona manera de saber si el soroll del sistema és molt elevat, és mesurant el single photoelectron. Aquest representa el senyal que dóna el PMT quan només detecta un sol fotó. Quan el fotó entra al PMT arranca electrons d'un càtode i aquests són accelerats per una cadena de dínodes, per tant la intensitat del senyal d'un sol fotó vindrà determinada per la quantitat de dínodes i la multiplicitat en cada dínode. Per la configuració de dínodes del PMT utilitzat i l'energia dels fotons que detecta, concretament de 532 nm, el single photoelectron hauria de tenir una amplitud d'aproximadament 10 mV en l'oscil·loscopi.

A l'hora de trobar el *single photoelectron* es va haver de tapar molt bé la LLG perquè no entrés molta radiació de fons i aconseguir que només passessin pocs fotons. Manipulant el *trigger* es va aconseguir trobar un rang de llindars *trigger* capaços de mostrar senyals de *single photoelectron*, a la figura 5.6 es veu una fotografia de l'oscil·loscopi en aquell moment.



Figure 5.6: Fotografia de l'oscil·loscopi on s'hi mostra la detecció del single photoelectron.

Com es pot veure a la figura 5.6, el PMT és capaç de detectar el single photoelectron d'aproximadament 15 mV, també que el soroll és bastant més dèbil i no oculta el senyal del single photoelectron. Per tant es pot concloure que el soroll produït per tota l'electrònica no és un problema a l'hora d'analitzar les dades del PMT.

En la detecció de la intensitat de retrodispersió hi apareix un *offset*, és a dir un retard entre l'activació del *trigger* i les primeres dades detectades, el fenomen es pot veure a la figura 5.3. La figura 5.7 mostra el perfil d'intensitat de retrodispersió a  $0^{\circ}$  al zenit vist a l'oscil·loscopi.



**Figure 5.7:** Perfil d'intensitat de retrodispersió vist a l'oscil·loscopi en zenit igual a  $0^{\circ}$ . En groc apareix el perfil d'intensitat i en blau el trigger. Es pot veure clarament un offset de 140 ns. El tipus de perfil s'explica que en el moment de fer la detecció el cel estava ennuvolat i a punt de ploure.

El primer pic de la figura 5.7 representa els fotons que són reflectits difusament pel primer mirall petit i viatgen via múltiples reflexions cap a la LLG, per tant aquests fotons no recorren casi distància. Entre l'activació del *trigger* i el pic de reflexió no hauria d'haver-hi gaire diferència en l'escala del temps però com es pot apreciar hi ha una diferència d'aproximadament 140 ns. Aquest *offset* és bastant elevat, a causa d'una diferència interna del generador del làser i la quantitat de cable pel qual ha viatjat el senyal del PMT fins al sistema de lectura.

Per últim és interessant comprovar l'origen del pic d'intensitat produït per les reflexions del telescopi. Per ara té certa utilitat com a posició de referència del senyal detectat però més endavant caldria eliminar tanta intensitat del pic, per això és necessari saber d'on ve.

El pic de reflexió sembla venir dels miralls petits, de només un o dels dos. Per saber d'on prové es tapa tot el que no sigui la trajectòria del feix làser, primer del primer mirall petit i després del segon. La figura 5.8 mostra un perfil qualsevol vist a l'oscil·loscopi que serveix com a referència.



Figure 5.8: Fotografia de l'oscil·loscopi que mostra un perfil d'intensitat de retrodispersió.

La figura 5.9 mostra les fotografies del perfil a l'oscil·loscopi tapant les reflexions difuses del primer mirall i després tapant completament el segon. El pic d'intensitat que representa la reflexió difusa dels miralls petits només disminueix quan es tapa la reflexió del primer mirall, en canvi quan es tapa el segon es perd el perfil de retrodispersió en l'atmosfera i la reflexió inclús augmenta. Per tant, el pic de reflexió difusa en els perfils detectats amb el LIDAR són produïts pel primer mirall petit.

## 5.5 Tests de l'estabilitat del braç del làser

Després de veure la poca eficàcia del mètode de prealineament ens hem vist forçats a realitzar tests de l'estructura del telescopi. Hem realitzat un test per comprovar la rigidesa del braç del làser i la seva histèresi. El primer consisteix a saber si el moviment afecta de manera diferent al xassís i al braç del làser. Com l'últim està unit al xassís el seu moviment hauria de ser solidari amb el l'eix òptic del telescopi.



**Figure 5.9:** Fotografies de l'oscil·loscopi que mostren el mateix perfil que 5.8 però tapant la reflexió d'un dels dos dels miralls petits: (a) tapant la reflexió difusa del primer mirall i (b) tapant la reflexió difusa del segon mirall petit.

La histèresi consisteix en que l'angle entre l'eix òptic i el feix del làser depèn no només de l'apuntament actual del telescopi, sinó del seu apuntament anterior. Poden crear una certa histèresi els engranatges encarregats de moure el xassís que tenen una certa llibertat entre ells. Això vol dir que indicant la mateixa posició al controlador del moviment és possible que el xassís no es col·loqui exactament a la mateixa posició. La histèresi és un fenomen que sabem que té l'UAB-IFAE Raman LIDAR però amb el test volem comprovar si afecta molt a l'alineament del LIDAR.

El test per l'estructura consisteix a utilitzar algun tipus de referència visual del *spot* per comparar diverses situacions. Vam col·locar un paper mil·limetrat davant del segon mirall i va ser fixat perquè no es mogués durant el test. Llavors en posició pàrquing es va marcar el centre del *spot* al paper mil·limetrat. Durant tot el test es va mantenir la mateixa posició a la taula XY.

El test va consistir a realitzar una fotografia per diverses posicions en el zenit i l'azimut fix i després a diversos angles en l'azimut i zenit fix. Així comprovaríem el moviment del braç del làser en funció dels dos angles de llibertat del xassís.

Per l'azimut fixat en posició pàrquing, el zenit va ser mogut des de pàrquing fins a 600 passos de motor en sentit en angle zenit descendent, fins arribar a uns  $20^{\circ}$ , amb intervals de 200 passos de motor. A la figura 5.10 són mostrades les quatre fotos del *spot* per cada posició en zenit.

Pel test en azimut, el zenit va ser fixat al mateix angle que a la figura 5.10d. L'azimut es va moure des de la posició de pàrquing fins a 2400 passos de motor en sentit horari, aproximadament  $250^{\circ}$ , amb intervals de 600 passos de motor. La figura 5.11 mostra les cinc fotos corresponents a cada posició.

Segons les fotografies de la figura 5.10 es pot veure que el moviment en zenit del xassís sí que afecta el braç del làser. Es pot veure que disminuint l'angle zenit, el *spot* del làser varia en sentit positiu en l'eix Y i negatiu en l'eix X. Amb una variació entre 60° i 70°, el *spot* s'ha desplaçat casi tres mil·límetres en l'eix d'ordenades,  $\Delta x = 2.5 \pm 0.5$  mm, i un mil·límetre en l'eix d'abscisses,  $\Delta y = 1 \pm 0.5$  mm, és a dir un desplaçament de  $2.7\pm0.5$  mm, això en mili radians són:



**Figure 5.10:** Fotografies del spot en quatre posicions diferents en zenit: (a) la posició pàrquing, (b) 200 passos de motor disminuint el zenit, (c) 400 passos de motor i (b) 600 passos de motor, gairebé al zenit. El cercle vermell representa un punt de referència de la distribució de la llum sobre el paper mil·limètric, el mateix per a totes les fotografies de la figura, la mida representa la seva incertesa.

$$\frac{(2.7 \pm 0.5) \text{ mm}}{(840 \pm 5) \text{ mm} + (1300 \pm 5) \text{ mm}} = 1.3 \pm 0.2 \text{ mrad.}$$

En conclusió,  $1.3\pm0.2$  mrad és una variació considerable tenint en compte que el FOV és de 4.4 mrad, el PSF és de 3.3 mrad i el marge de moviment a causa dels miralls petits és de  $5.75\pm0.05$  mrad. Per tant, el moviment en zenit del xassís pot ser un dels causants de la pèrdua de prealineament efectuat en posició pàrquing i qualsevol alineament efectuat després.

Pel que fa al moviment del xassís en azimut, segons les fotografies de la figura 5.11 no s'aprecia moviment detectable a simple vista. En els aproximadament 250° pot haver-hi un moviment de menys d'un mil·límetre, això correspondria a un moviment de menys de 0.5 mrad. Aquest desplaçament està dins de la incertesa sistemàtica del mètode, i a més, dintre l'error predit per l'enginyer a l'hora de fer el disseny del telescopi. Per tant, el moviment en azimut no hauria de fer perdre l'alineament.

Els dos tests anteriors servien per veure la subjecció entre el xassís i el braç del làser. Era possible que la poca subjecció estigués influïda pel pes de tota l'estructura. Després de veure els dos tests es pot afirmar que el desplaçament del braç del làser respecte el moviment del xassís només és influït per la força de gravetat, ja que només s'aprecia desplaçament en el zenit.



**Figure 5.11:** Fotografies del spot en les cinc posicions diferents en azimut: (a) el telescopi està en zenit a 600 passos de motor respecte pàrquing i l'azimut a pàrquing, (b) 600 passos de motor en sentit horari de l'azimut respecte a la posició de pàrquing, (c) 1200 passos de motor, (d) 1800 passos de motor i (e) 2400 passos de motor. La llum exterior estava baixant mentre es prenien les fotos. El cercle vermell representa un punt de referència de la distribució de la llum sobre el paper mil·limètric, el mateix per a totes les fotografies de la figura, la mida representa la seva incertesa.



**Figure 5.12:** Fotografies del spot en tres posicions en zenit i les corresponents al seu retorn a posició pàrquing i azimut en posició pàrquing: (a) posició pàrquing (mateixa fotografia que 5.10a) i (d) la fotografia del respectiu retorn a posició pàrquing, (b) 200 passos de motor en zenit (mateixa fotografia que 5.10b) i (e) el respectiu retorn, (c) 400 passos de motor en zenit (mateixa fotografia que 5.10c) i (f) el respectiu retorn. El cercle vermell representa un punt de referència de la distribució de la llum sobre el paper mil·limètric, el mateix per a totes les fotografies de la figura, la mida representa la seva incertesa.

Per últim es van comprovar possibles efectes d'histèresi realitzant fotografies del *spot* en les mateixes posicions però en sentit contrari que als dos primers testos. Així es pot comprovar si el sentit del moviment en zenit i azimut del xassís també produeix un desplaçament del *spot* al segon mirall. La figura 5.12 mostra fotografies del *spot* en diverses posicions en cada sentit del moviment en zenit.

Segons la figura 5.12, no s'aprecia desplaçament del *spot* del làser al segon mirall per histèresi. Com ha passat amb el test del moviment en azimut, com a màxim podria haver-hi un desplaçament de 0.5 mrad, compatible amb la incertesa sistemàtica del mètode.

Per comprovar possibles efectes d'histèresi en azimut, figura 5.13, tampoc és observat un desplaçament del *spot* en el segon mirall. Per tant, possibles histèresis en els moviments en zenit i azimut no és un factor que afecta la pèrdua d'alineament de l'UAB-IFAE Raman LIDAR, al menys relacionat només amb el braç del làser.

Per últim, també és important comprovar si la dilatació tèrmica de tota l'estructura és tan alta que el canvi de temperatura produeix que el prealineament i alineació es perdin. Va ser feta una fotografia en tres dies diferents amb una temperatura exterior de 21°C, 30°C i 32°C a la posició de pàrquing.



**Figure 5.13:** Fotografies del spot en tres posicions en azimut i totes a 600 passos de motor en zenit amb les corresponents al seu retorn per comprovar la histèresi: (a) posició pàrquing en azimut i 600 passos de motor en zenit (mateixa fotografia que 5.11a) i (d) fotografia del respectiu retorn, (b) 600 passos de motor en azimut (mateixa fotografia que 5.11b) i (e) el respectiu retorn, (c) 1200 passos de motor en azimut (mateixa fotografia que 5.11c) i (f) el respectiu retorn. El cercle vermell representa un punt de referència de la distribució de la llum sobre el paper mil·limètric, el mateix per a totes les fotografies de la figura, la mida representa la seva incertesa.



**Figure 5.14:** Fotografies del spot del làser al segon mirall en posició pàrquing a tres temperatures diferents: (a)  $21^{\circ}$ C, (b)  $30^{\circ}$ C i (c)  $32^{\circ}$ C. El cercle vermell representa un punt de referència de la distribució de la llum sobre el paper mil·limètric, el mateix per a totes les fotografies de la figura, la mida representa la seva incertesa.

A la figura 5.14 hi ha les tres fotografies, una per cada dia. És molt difícil treure un resultat, ja que la forma del *spot* del làser apareix diferent a cada dia a causa de l'exposició diferent de la càmera fotogràfica. Si ens fixem en les dues primeres, ja que el *spot* és semblant, no s'aprecia molt desplaçament. Just entre aquestes dues mesures, el canvi de temperatura va ser el més gran.

Per comprovar si el pas del temps també provoca deformacions al braç del làser, dos dies després vam repetir el test d'estabilitat del braç del làser copiant exactament les mateixes posicions. D'aquesta forma es pot comparar els dos tests i veure si hi ha hagut desplaçament del *spot* del làser al segon mirall petit. Amb això sabrem si la deformació del braç del làser és reproduïble.

Vam realitzar el test complet però a la figura 5.15 només es mostren dues posicions amb la respectiva comparació mitjançant una fotografia de la mateixa posició però del primer test. Una posició és la mateixa que la figura 5.12f i l'altra és la mateixa que la figura 5.11d. Per les dues posicions no s'aprecia un desplaçament del *spot* que pugui fer perdre l'alineació, ja que màxim ha patit una deformació de 0.5 mrad. Per tant, la deformació del braç del làser és reproduïble.

#### 5.6 Primer resultat amb el LICEL

Un cop analitzats tots els problemes en realitzar els prealineaments, l'objectiu va ser mesurar un primer perfil de retrodispersió de l'atmosfera. Un cop efectuat el prealineament en pàrquing, es va apuntar a  $20^{\circ}$  en el zenit i després de col·locar el *spot* del làser al centre del segon mirall petit es va maximitzar el senyal amb l'oscil·loscopi movent la taula XY per alinear el telescopi. Al mateix temps una altre persona vigila que el feix del làser no surti dels miralls petits. Un cop alineat es va obtenir amb el LICEL el perfil de la figura 5.16.



**Figure 5.15:** Fotografies del spot del làser per comprovar l'estabilitat del braç del làser del segon test: (a) posició pàrquing en azimut i 400 passos de motor en zenit i (b) 600 passos de motor en zenit i 1800 passos de motor en azimut (mateixes fotografies que 5.12f i 5.11d respectivament), (c) mateixa posició que (a) dos dies després i (d) mateixa posició que (b) dos dies després. El cercle vermell representa un punt de referència de la distribució de la llum sobre el paper mil·limètric, el mateix per a totes les fotografies de la figura, la mida representa la seva incertesa.



**Figure 5.16:** Senyal rebut pel LICEL de la retrodispersió de l'atmosfera una nit clara. La intensitat del senyal multiplicat per la distància al quadrat en escala logarítmica a l'eix d'abscisses i la distància de retrodispersió a l'eix d'ordenades. El perfil té un offset d'un parell de desenes de metres.

El perfil d'extinció de l'atmosfera té un màxim a les capes baixes i disminueix per les capes més altes. Sobre els 1000 m el senyal deixa de ser coherent perquè la intensitat de retrodispersió és massa dèbil respecte les fluctuacions de fons. A la figura 5.16 es pot veure un augment de la intensitat aproximadament entre 600 i 700 metres, aquest pic d'intensitat pot correspondre a la profunditat de la PBL, *Planetary Boundary Layer*.

Un estudi de la relació entre la concentració màssica, química i distribució de dimensió dels aerosols a l'atmosfera de Milà, Barcelona i Londres [18] mostra la profunditat de la PBL a cada ciutat. A la figura 5.17 s'hi pot veure les gràfiques de l'experiment. La que correspon a Barcelona (E2) indica que la PBL està entre 500 i 600 metres en mitjana, on aproximadament es veu el pic d'intensitat a la figura 5.16.



**Figure 5.17:** Gràfica que mostra la profunditat de la PBL a Barcelona, Milà i Londres. S'indica, en mitjana, l'altura de la PBL en funció de la franja horària mensual. La gràfica que correspon a Barcelona és el quadre E2. Figura treta de [18].

## 6 Conclusions

L'objectiu d'aquest treball era aplicar un mètode de prealineament i realitzar una alineació completa del Raman LIDAR co-axial instal·lat al campus de la Universitat Autònoma de Barcelona per una col·laboració entre l'IFAE i la Unitat de Física de les Radiacions, amb l'objectiu de destinar-lo al projecte CTA. També, dur a terme una anàlisi del procediment d'alineament, amb els errors comesos i les possibles solucions. Per últim, un cop trobat un procés d'alineament i havent-ho provat de manera sistemàtica, he dut a terme les primeres mesures amb el Raman LIDAR de perfils de retrodispersió dels aerosols de l'atmosfera.

Quan vaig incorporar-me al projecte, el Raman LIDAR ja estava instal·lat junt amb tot el necessari per alinear-lo co-axialment. El mètode amb el qual es volia prealinear el Raman LIDAR ja estava pensat però encara no s'havia posat en pràctica. Per tant, la meva tasca començava per aplicar el mètode de prealineament del Raman LIDAR i veure si era eficaç.

El mètode per prealinear consisteix a utilitzar un làser convencional i col·locar-lo a dos cops la distància focal del mirall primari del telescopi. Llavors cal apuntar el feix del làser del telescopi cap al làser addicional utilitzant la taula XY del braç del làser i movent els miralls petits que guien el feix del làser.

Després de realitzar cinc cops el prealineament, no es van obtenir resultats satisfactoris. Només en una ocasió, el prealineament va resultar en un estat on el LIDAR permetia un alineament complet. Va ser aquell dia que es va poder mesurar un perfil de retrodispersió en condicions com el que mostra la figura 5.16. En les altres ocasions, un cop realitzat el prealineament, era impossible efectuar l'alineació completa, ja que hi havia hagut canvis a l'estructura del telescopi, i la imatge del làser i el camp de visió del telescopi no eren coincidents.

Durant les prealineacions, el problema més gran que va sorgir va ser que el marge de moviment del *spot* del làser a través dels miralls petits que guien el feix, és massa petit i el *spot* acaba sortint de la superfície reflectora. Després d'estudiar el marge de moviment del feix del làser  $(5.75\pm0.05 \text{ mrad})$  comparat amb l'obertura d'aquest i el camp de visió (FOV) cobert per l'entrada de la guia líquida que transporta la llum cap a l'analitzador, vam concloure que amb un FOV de 4.4 mrad i una imatge en el pla focal de dimensió de 3.3 mrad de diàmetre d'obertura, amb els miralls petits d'una polzada, aquest marge és molt petit i reclama una precisió del mètode de prealineament elevat. Per tenir una precisió del mètode efectiva serien necessaris uns miralls petits mínim cinc cops més grans.

La poca efectivitat a l'hora de prealinear el Raman LIDAR ens va fer pensar que el moviment del xassís del telescopi no és solidari a l'estructura que subjecta el làser (braç del làser), és a dir quan es canvia l'angle zenit es perd el prealineament del telescopi. Juntament que el prealineament es perdia d'un dia per un altre, també ens va fer pensar que efectes ambientals podrien influenciar el prealineament.

Vam comprovar l'estabilitat del braç del làser per moviments en zenit i azimut com-

parant el desplaçament del *spot* al segon mirall petit a diverses posicions. Vists els resultats dels tests no s'aprecien desplaçaments del *spot* per moviments en azimut, per canvis de temperatura ni canviant el sentit del moviment. Això indica que la deformació del braç del làser és reproduïble. Però el moviment del xassís en zenit sí que produeix un desplaçament relatiu de  $2.7\pm0.5$  mm, és a dir  $1.3\pm0.2$  mrad, del *spot*.

Que l'estabilitat només és afectada per moviments en zenit significa que és la gravetat el que provoca el desplaçament del *spot*. Per tant, una possible solució a tenir en compte és reduir el pes del braç del làser. De moment, per una variació aproximada de  $60^{\circ}$  es percep un desplaçament del *spot* de  $2.7\pm0.5$  mm que correspon a  $1.3\pm0.2$  mrad. Comparat amb el moviment de  $5.75\pm0.05$  mrad que proporcionen els miralls petits, el desplaçament és massa elevat per realitzar un prealineament en condicions. Puc concloure que amb els miralls que guien el feix muntats actualment a l'UAB-IFAE Raman LIDAR és impossible realitzar un prealineament eficient.

Malgrat tot, és possible realitzar una alineació completa per gent qualificada. En una ocasió vam aconseguir que l'UAB-IFAE Raman LIDAR estigués completament alineat. El sistema de lectura (LICEL) va mesurar el perfil de retrodispersió. Gràcies a aquesta mesura vam saber que l'UAB-IFAE Raman LIDAR detecta fotons retrodispersats correctament i dóna resultats compatibles amb les previsions, ja que vam obtenir a 600 metres un pic d'intensitat on usualment hi ha la PBL (*Planetary Boundary Layer*). Aquest resultat està corroborat per l'estudi fet per Rodríguez *et al.* [18], la qual troba que la PBL a Barcelona està en mitjana entre 500 i 600 metres. Per tant, puc arribar a la conclusió que de moment els problemes de l'UAB-IFAE Raman LIDAR només són d'alineament a causa dels miralls que guien el feix, ja que són massa petits.

#### 6.1 Prespectives

L'acció més important a dur a terme és la substitució dels miralls petits actuals per uns, al menys, cinc cops més grans, és a dir de 5 polzades. El projecte ja s'ha posat en contacte amb una empresa per l'encàrrec de deu miralls de cinc polzades de diàmetre. Un cop instal·lats els nous miralls petits ja es podrà realitzar un alineament sense limitacions importants de moviments.

Vistes les deformacions considerables que pateix el braç del làser per moviments en zenit, ja que aquestes són reproduïbles, cal trobar un mètode d'alineament sistemàtic. Com per a cada posició en zenit el braç del làser pateix la mateixa deformació, és possible saber en cada angle en zenit quines haurien de ser les coordenades de la taula XY perquè el telescopi estigui alineat. Per consegüent, s'hauria de crear una taula on per cada valor de  $\theta$  apareguin les coordenades d'alineament de la taula XY.

De moment, amb les proves realitzades, no sembla necessari realitzar la mateixa taula d'alineament sistemàtic en azimut, ja que els tests han demostrat ninguna deformació en aquest angle.

No obstant això, estaria bé fer més tests d'alineament amb temperatures molt diferents per veure la influencia a l'alineament de la dilatació tèrmica de l'estructura de l'UAB-IFAE Raman LIDAR. Això no s'ha pogut efectuar encara a causa de la temperatura estival actual a Barcelona.

## Bibliografia

- B.S. Acharya et al., *Introducing the CTA concept*, Astroparticle Physics vol. 43 pag. 3-18 (2013).
- [2] A. M. Hillas, Evolution of ground-based gamma-ray astronomy from the early days to the Cherenkov Telescope Array, Astroparticle Physics vol. 43 pag. 19-43 (2013.)
- [3] M. Actis et al., Design concepts for the Cherenkov Telescope Array CTA: an advanced facility for ground-based high-energy gamma-ray astronomy, Experimental Astronomy vol. 32 pag. 193-316 (2011).
- [4] P.A. Cherenkov, Visible Radiation Produced by Electrons Moving in a Medium with Velocities Exceeding that of Light, Physical Review vol. 52 pag. 378 (1937).
- [5] F.A. Aharonian, Very High Energy Cosmic Gamma Radiation, World Scientific 2004.
- [6] K. Louedec, Atmospheric effects in astroparticle physics experiments and the challenge of ever greater precision in measurements, Astroparticle Physics vol. 60 pag. 54-71 (2015).
- [7] Glenn E. Shaw, Atmspheric Ozone: Determination by Chappuis-Band Absorption, Journal of applied meteorology vol. 18 pag. 1335-1339.
- [8] A. Bucholtz, Applied Optics vol. 34 pag. 2765–2773 (1995).
- [9] G. Mie, Annals of Physics vol. 330 pag. 377–445 (1908).
- [10] O. Dubovik et al., Application of spheroid models to account for aerosol particle nonsphericity in remote sensing of desert dust, Journal of Geophysical Researche vol. 111 D11208.
- [11] Vladimir A. Kovalev, William E. Eichinger, Elastic Lidar: Theory, Practice and Analysis Methods, Wiley-Interscience (2004).
- [12] Ulla Wandinger, Lidar Range-Resolved Optical Remote Sensing of the Atmosphere Capítol 9: Raman LIDAR, Claus Weitkamp Editor: Springer Science New York (2005).
- [13] James D. Klett, Lidar inversion with variable backscatter/extinction ratios, Applied Optics vol. 24 no. 11 pag. 1638-1643 (1985).
- [14] C. V. Raman: The Raman Effect, American Chemical Society (2012).
- [15] O. Abril, O. Blanch, J. Boix, V. Da Deppo, M. Doro, L. Font, A. López, M. Gaug, M. Martínez, *Technical Design of a Raman LIDAR for Atmospheric Calibration for* the Cherenkov Telescope Array (2014)
- [16] D. Alexandreas et al. Status report of clue, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, vol. 360 pag. 385–389 (1995)
- [17] G. Biavati, G. Di Donfrancesco, F. Cairo, D. G. Feist, Correction scheme for closerange lidar returns, Applied Optics vol. 50 pag. 5872-5882 (2011).

- [18] S. Rodríguez et al., A study on the relationship between mass concentration, chemistry and number size distribution of urban fine aerosols in Milan, Barcelona and London, Atmospheric Chemistry and Physics vol. 7 pag. 2217-2232 (2007).
- [19] http://en.wikipedia.org/wiki/Cirrus\_spissatus\_cloud#mediaviewer/ File:Cirrus\_sky\_panorama.jpg
- [20] magic.mpp.mpg.de