Caracterització del LIDAR de CTA

Treball de Grau en Física Departament de Física UAB

Carlos Sánchez Alonso

1 de Febrer de 2011





Índex

1	Introducció		
	1.1	Objectiu del Treball	5
2	Astrofísica de raigs gamma		
	2.1	Raigs còsmics i radiació còsmica	6
	2.2	Casacades atmosfèriques	8
	2.3	La tècnica Cherenkov de representació d'imatges	11
	2.4	El projecte CTA	13
3	Fonaments del LIDAR Raman		
	3.1	L'atmosfera	15
	3.2	La tècnica del LIDAR Raman	18
	3.3	El LIDAR de CTA	21
4	Guies de llum		
	4.1	Fibra òptica líquida	28
	4.2	Part experimental	30
		4.2.1 Mètode i paràmetres a mesurar	30
		4.2.2 Mesures	32
5	Mesures de la qualitat del mirall		43
	5.1	Point spread function	43
6	Con	clusions	49
Annex 1			50
Annex 2			51
Referències			52

1 Introducció

Al 1911, Victor Hess va realitzar una sèrie de mesures amb globus aerostàtics que van portar al descobriment del que avui anomenem raigs còsmics (nuclis ionitzats provinents de l'espai exterior, sobretot protons). Hess va estar guardonat amb el premi Nobel l'any 1936 per aquest descobriment. Més tard, a finals dels anys seixanta i principis dels anys setanta els satèl·lits Vela, que varen estar dissenyats per a detectar raigs gamma provinents d'explosions nuclears, van començar a registrar, inesperadament, esclats de raigs gamma que no provenien de la mateixa Terra, sino de l'espai exterior. Començant per aquests esdeveniments i amb el pas del temps, la física d'astropartícules ha passat de ser una petita branca de la física a ser un domini seriós, no només per astrònoms i astrofísics, amb una importància que va creixent dia a dia.

Aquesta jove disciplina de la física ha permés obrir nous camps d'investigació dintre de la física d'altes energies. El repte és entendre quins són els processos que tenen lloc a l'univers capaços d'accelerar partícules fins a energies tan elevades, ja que encara existeixen fenòmens, com els esclats de raigs gamma o la producció de raigs còsmics, que no estan completament explicats pels models teòrics existents. A aquests fets hem d'afegir que es coneixien moltes més fonts que emeten al rang d'energies de l'ordre dels MeV que al rang de l'ordre dels GeV. És degut a tots aquests fets que els científics han de dissenyar nova instrumentació per a la detecció a altes energies.

Els raigs gamma d'alta energia que entren a la atmosfera col·lisionen amb les partícules d'aquesta i es produeixen cascades de partícules cap a la superfície de la terra, que anomenem cascades electromagnètiques ja que són produides per fotons. L'energia mínima per a que es pugui crear una cascada electromagnètica és $E_{threshold} = 2m_e$, de l'ordre del Mev, ja que, com veurem més endavant, el raig gamma crea un parell electró positró a l'inici de la cascada.

Actualment, la tècnica per detectar raigs gamma d'altes energies des de terra que dona més bons resultats és la tècnica Cherenkov de representació d'imatges (*Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes IACT*). Aquesta tècnica, com explicarem àmpliament més endavant, es basa en la detecció dels fotons Cherenkov emessos per les cascades per a la posterior reconstrucció de la procedència, composició i energia del raig còsmic inicial. Cal dir que la radiació Cherenkov és la radiació que es produeix quan una partícula, que es propaga en un medi, viatja a una velocitat major que la de llum en aquest medi. S'ha de dir que encara que es puguin crear cascades amb energies de l'ordre del MeV es necessiten energies inicials superiors per a que les cascades puguin ser detectades des de terra amb telescopis Cherenkov, degut al tamany i la sensibilitat dels telescopis actuals. És a unes energies de l'ordre de les desenes de GeV on la radiació Cherenkov emesa per les cascades electromagnètiques comença a ser visibles pels telescopis actuals. Per a energies per sota d'aquest ordre la detecció es fa amb altres instruments com són els detectors situats a satèl·lits (FERMI-GLAST).

Tal i com veurem més endavant, l'última generació de telescopis Cherenkov (IACT) és capaç de diferenciar amb una precissió considerable entre cascades electromagnètiques i cascades hadròniques, que són les produïdes per les partícules hadròniques. Aquesta distinció es deguda a aspectes geomètrics del desenvolupament de les cascades.

El fet de que amb els telescopis Cherenkov no estem detectant els fotons primaris que arriven a la terra sino els que surten de la interacció d'aquests amb l'atmosfera juntament amb el fet de que l'atmosfera absorbeix una part de la llum Cherenkov des del punt de producció d'aquesta fins al punt de detecció a terra, ens crea la necessitat de tenir un coneixement acurat d'aquesta atmosfera, i és aquí on entra el LIDAR.

L'atmosfera és ara part del nostre detector i els canvis que es poden produïr en la transmissió de llum a través d'aquesta han de ser monitoritzats per a després poder reconstruir els paràmetres inicials dels raigs gamma còsmics. Aquesta monitorització comença tot just ara realitzar-se amb un LIDAR (*LIght Detection And Ranging*), que consisteix fonamentalment en un làser polsat d'elevada potència, un mirall col·lector per als fotons que es dispersen cap enrere en l'atmosfera (backscattering) i un tub fotomultiplicador (*PhotoMultiplier Tube PMT*) situat al focus del mirall i que ens proporciona la senyal elèctrica de la mesura. Com els fotons emesos pel làser interaccionen amb les mol·lecules i partícules atmosfèriques, la mesura del temps de recorregut dels fotons abans de tornar ens permet localitzar espaialment els centres dispersors. Al mateix temps, de les dades obtingudes amb les mesures del LIDAR podem analitzar l'extinció atmosfèrica i fer estimacions de la qualitat atmosfèrica en un moment donat.

1.1 Objectiu del Treball

L'objectiu del treball és el de formar part de la construcció i caracterització del LIDAR que s'utilitzarà al projecte CTA (*Cherenkov Telescope Array*) i que s'està portant a terme al Grup MAGIC-CTA de L'Institut de Física d'Altes Energies (IFAE) conjuntament amb el Grup de Física de les Radiacions de la UAB. El projecte CTA serà la següent generació de telescopis Cherenkov i constituirà un nou observatori amb millorada instrumentació i un increment de la sensibilitat del telescopi en un ordre de magnitud respecte als telescopis actuals.

Així l'objectiu del treball, en particular, serà el d'estudiar la posada a punt i el funcionament, així com les limitacions, del LIDAR que s'està desenvolupant per a que treballi al proper observatori CTA.

2 Astrofísica de raigs gamma

2.1 Raigs còsmics i radiació còsmica

L'astrofísica d'altes energies estudia els fenòmens físics de l'univers extrem, els que tenen lloc a les condicions més extremes, a les energies on les lleis de la física es troben al límit. La informació que obtenim d'aquests fenòmens arriba a nosaltres en forma de partícules molt energètiques, entre les quals tenim els fotons d'altes energies.

La major part de raigs còsmics són partícules subatòmiques molt energètiques, com protons, electrons, les seves antipartícules i nuclis ionitzats que arriben a la nostra atmosfera provinents de l'espai exterior. En realitat, no arriben a nosaltres en forma de "raigs" sino que ho fan com a partícules individuals, amb unes proporcions aproxiamdes, per a energies majors que 10 GeV, de protons (~ 89%), nuclis d'Heli (~ 10%), electrons (~ 1%) i en menor proporció raigs gamma d'altes energies i neutrins.

Si parem atenció a l'espectre d'energies dels raigs còsmics (Figura 1), veiem que el flux mesurat d'aquestes partícules decreix molt ràpidament amb l'energia, de manera que a altes energies, en les quals estem interessats, el flux és realment baix. Aquest espectre segueix una llei de potències

$$\frac{dN}{dE} \sim E^{-\alpha} \tag{1}$$

amb $\alpha \simeq 2.7$ per sota dels 10^{15} eV i amb $\alpha \simeq 3.1$ per sobre d'aquesta energia. La tendència a partir de 10^{19} eV no està aclarida.

En quant a l'origen dels raigs còsmics, l'opinió més acceptada és que per sota d'un ordre de 10^{15} eV o 10^{16} eV les partícules són d'origen galàctic, ja que no tenen energia suficient per a escapar dels camps magnètics de la nostra galaxia i perquè seria difícil explicar que hi hagués tants raigs còsmics si emplenaran tot l'univers. El mecanisme principal d'acceleració d'aquestes partícules podria venir donat pels residus de les explosions Supernoves (*SuperNova Remnants SNR*), encara que aquesta qüestió segueix estant sota debat. A més altes energies els raigs còsmics podrien tenir origen extragalàctic.

La radiació còsmica d'altes energies és una petita part dels raigs còsmics que ens arriben (< 0.1 %) i ve donada pels raigs gamma que choquen amb la nostra atmosfera. Aquesta radiació gamma és molt important dintre de



Figura 1: Espectre d'energies dels raigs còsmics

l'astrofísica d'altes energies quan s'investiga l'origen dels raigs còsmics ja que, com no tè càrrega elèctrica, arriben a la terra sense haver estat corbats pels camps magnètics galàctics o inter-galàctics. Així, a partir de la detecció d'aquests raigs gamma, podem refer la seva trajectòria i localitzar les fonts d'acceleració còsmica, els llocs on tenen lloc aquests fenòmens de l'univers extrem.

Tant aquestes partícules còsmiques com els raigs gamma produeixen cascades de partícules quan arriben a l'atmosfera, i reben els noms de cascades hadròniques i electromagnètiques, respectivament, que fan referència a la naturalessa dels raigs còsmics que les produeixen. Aquestes cascades, quan són produïdes en general per raigs còsmics, que poden ser partícules o raigs gamma, són anomenades cascades atmosfèriques.

2.2 Casacades atmosfèriques

Els raigs còsmics provinents de l'espai exterior interaccionen amb les partícules de l'atmofera a una altitud que depèn de l'energia del raig i que és de l'ordre d'uns 10 Km, amb la qual cosa és impossible detectar directament la partícula incident mitjançant dispositius situats a terra. Aquesta partícula incident genera una cascada, creant noves partícules que viatgen a través de l'atmosfera en una direcció molt semblant a la direcció de la partícula inicial. Aquestes noves partícules inicien una cascada de partícules secundàries, anomendada cascada atmosfèrica extensa, que va creixent en tamany fins que les partícules perden l'energia suficient i són absorbides per l'atmosfera. Aquestes partícules secundàries, que poden ser, per exemple, muons, són les que arriben a la superfície de la terra i poden ser detectades des d'aquí. Les cascades atmosfèriques van ser observades per primera vegada al 1938 per Pierre Auger.

Com ja sabem, hi ha dos tipus de cascades atmosfèriques: les cascades electromagnètiques, que són generades per fotons d'alta energia (raigs gamma), i les cascades hadròniques, que són induides per hadrons còsmics d'alta energia (majoritàriament protons o nuclis d'Heli).

Cascades electromagnètiques:

En aquest cas el raig gamma inicial (tambè els electrons còsmics poden produir cascades electromagnètiques) produeix, en arribar a l'atmosfera i interaccionar, un parell electró-positró.

$$\gamma \longrightarrow e^- + e^+ \tag{2}$$

Els electrons i els positrons, a la vegada, produeixen per separat més raigs gamma d'alta energia degut a la radiació de frenada o *Bremsstrahlung*. Aquests raigs gamma produits tornen a generar parells electró-positró i així la cadena continua fins que els processos de dissipació esdevenen dominants (Figura 2). Aquests processos de dissipació poden anar des de l'efecte Compton fins a l'absorció fotoelèctrica.

Cascades hadròniques:

En aquest altre cas tenim una partícula d'alta energia que arriba a l'atmosfera. Aquesta partícula, quan interacciona amb les partícules atmosfèriques, no crea un parell electró-positró sino que crea ions, amb energies suficients com per generar noves cascades, i partícules elementals com, per exemple, pions.

$$p + N \longrightarrow (\pi^{\pm}, \pi^0, K^{\pm}, K^0, p, n, ...)$$

$$(3)$$

En tota cascada hadrònica prop de 1/3 de l'energia del nucli inicial es transmessa als pions neutres. Aquests π^0 decauen en raigs gamma d'altes energies



Figura 2: Cascada electromagnètica[8]

que formen cascades electromagnètiques com les estudiades abans.

$$\pi^0 \longrightarrow \gamma + \gamma \tag{4}$$

Els pions carregats produiràn neutrins i muons mitjançant les relacions següents.

$$\pi^+ \longrightarrow \mu^+ + \nu_\mu \tag{5}$$

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \overline{\nu_\mu} \tag{6}$$

Finalment els Kaons produiràn més neutrins, muons i pions que, a la vegada, continuaràn la reacció en cadena de la cascada atmosfèrica (Figura 3). Per a l'astronomia de raigs gamma d'altes energies els raigs còsmics en forma d'hadrons i electrons són un soroll de fons que no interessa en absolut. Per a poder diferenciar i eliminar aquests sucessos, que són de l'ordre de 1000 vegades més abundants que el nombre de sucessos gamma, es té en compte la morfologia de les cascades hadròniques i electromagnètiques. Degut al diferent desenvolupament de les cascades hadròniques i electromagnètiques, aquestes tenen característiques geomètriques diferents, és a dir, formes diferents. Les

cascades electromagnètiques produeixen una traça més fina en la direcció inicial del raig gamma mentre que les cascades hadròniques prenen formes més amples i disperses. Aquestes diferencies ens permetran diferenciar-les amb la



Figura 3: Cascada hadrònica[8]

tècnica Cherenkov de representació d'imatges, com veurem més endavant.

Degut a que des de terra no "veiem" els raigs inicials sino la seva interacció amb l'atmosfera necessitem un coneixement acurat i actualitzat de les propietats atmosfèriques. L'atmosfera és la part més gran del nostre detector, ja que és el material on es duu a terme el desenvolupament de la cascada atmosfèrica. Per a poder calcular tota l'energia que el raig ha perdut en aquesta interacció és important conèixer la distribució de partícules o molècules de l'atmosfera. Així en l'anàlisi de dades del nostre telescopi situat a terra, s'utilitzen els models estadístics de la densitat molecular i la distribució de partícules però tambè hauran de ser complementats per les dades actualitzades obtingudes de mesures de les propietats de l'atmosfera com la transmissió a través d'aquesta.

Encara que nosaltres ens centrem en la detecció dels fotons Cherenkov, que és un mètode de detecció indirecta de raigs còsmics, hi ha tambè alguns experiments que utilitzen mètodes de detecció directa. Aquests experiments, com explica la teoría que ja hem esmentat, s'han de situar en òrbita per sobre de l'atmosfera terrestre per a ser capaços de detectar els raigs directament. El problema d'aquests satèl·lits és el de la seva superfície col·lectora de llum, que és molt limitada, degut al pes reduït que requereix la seva posada en òrbita. Sabem que el flux de raigs decreix ràpidament amb l'energia (Figura 1), així que aquests tel·lescopis necessiten grans superfícies col·lectors per a poder detectar fonts d'altes energies. Un exemple d'experiment d'aquest tipus seria el satèl·lit FERMI (originàriament GLAST).

2.3 La tècnica Cherenkov de representació d'imatges

Abans de tractar la tècnica en qüestió fem una breu introducció física a l'efecte Cherenkov[5]. La radiació Cherenkov es produeix quan una partícula carregada penetra en un medi dielèctric transparent, com l'aire o l'aigua, amb una velocitat major que la velocitat de la llum en aquest medi. En aquestes condicions s'observa un con de llum darrera de la partícula similar a les ones de xoc produïdes pels avions quan volen a velocitats majors que la velocitat del so en l'aire, amb la diferència que en el cas dels avions es tracta d'ones sonores i a l'efecte Cherenkov es produeixen ones electromagnètiques. Els fotons Cherenkov, amb un pic d'emissió proper als 350 nm, i que són creats per una partícula a velocitat constant, no s'han de confondre amb els fotons que es produeixen pel xoc de la partícula amb el medi i que frena a la partícula en qüestió (radiació de frenada o bremsstrahlung). L'efecte Cherenkov el va introduïr Pawel Cherenkov el 1934 i va ser tractat teòricament per I.M. Frank i I.E. Tamm, tres anys més tard.



Figura 4: Efecte Cherenkov

La velocitat de fase d'una ona electromagnètica en un medi ve donada per

$$v_f = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} \tag{7}$$

Així es pot comprovar que per a velocitats $v \ge v_f$ hi ha una superposició constructiva dels camps en la direcció que ve donada per $\cos \varphi = v_f/v$. Per a poder fer aquesta comprovació tenim en compte que la ona emesa per la partícula en r = 0 i t = 0 es trobarà a una distància $r = v_f t$ en un temps t. Si ara pasa un temps dt la partícula haurà avançat $\mathbf{v}dt$ i una altra ona serà emesa, trobant-se en el temps t a una distància r:

$$r = v_f(t - dt) + \frac{\mathbf{r}}{r} \cdot \mathbf{v}dt = v_f(t - dt) + v\cos\varphi dt$$
(8)

on l'angle φ és el que formen la velocitat **v** i la direcció de propagació. Per a que hi hagi la interferència constructiva que es requereix les dues distàncies han de ser iguals:

$$v_f t = v_f (t - dt) + v \cos \varphi dt \Rightarrow \cos \varphi = \frac{v_f}{v} = \frac{ct/n}{\beta ct} = \frac{1}{\beta n}$$
(9)

on n és l'índex de refracció i $\beta = v/c$, així la diferència de les distàncies al punt d'observació es compensa per la diferència en el temps d'emissió: $vdt \cos \varphi = v_f dt$. Llavors la radiació es produeix en la direcció que defineix l'angle φ i amb $v < v_f$ no està definit cap angle i així no hi ha interferència ni radiació amb la partícula a velocitat constant.

Cal dir que el temps de durada típic d'aquesta llum Cherenkov provinent de les casacades atmosfèriques és de l'ordre dels 10 ns. Aquest temps de vida dels polsos de llum és de gran importància ja que ens permet diferenciar un succés del font constant de llum que ens envolta mitjançant un pic d'intensitat de llum d'aquesta durada.

Avui dia els instruments més competitius per a l'astronomia de raigs gamma des de terra són els telescopis Cherenkov. La tècnica Cherenkov de representació d'imatges permet una bona diferenciació entre els raigs hadrònics i els raigs gamma, que ve donada per la capacitat de diferenciar la imatge Cherenkov que produeixen al telescopi les cascades hadròniques i electromagnètiques. Les cascades electromagnètiques formen una imatge molt més compacta i el·líptica en el telescopi que les cascades hadròniques (Figura 5). El telescopi pren les imatges mitjançant un conjunt de tubs fotomultiplicadors (PMT) ultra-ràpids i, a partir de la distribució de llum als PMTs, reconstrueix els paràmetres de la casacada atmosfèrica.

Com ja varem comentar anteriorment, l'atmosfera com a part del nostre detector, té unes condicions que van constantment canviant amb el temps. Aquestes condicions afecten a l'imatge Cherenkov que obtenim a terra en



Figura 5: Cascada hadrònica (esquerra) i cascada electromagnètica (dreta)

termes del llindar d'energia de detecció, de la mesura d'energia i de l'estructura de la imatge. Algunes d'aquesstes condicions poden ser tingudes en compte en l'anàlisi mitjançant càlculs de la dispersió de Rayleigh inclosos en el software dedicat a aquest anàlisi. No obstant, els efectes produïts per les partícules i els aerosols, relacionats amb la dispersió de Mie, han de ser determinats empíricament. Això fa que els telescopis Cherenkov poguessin només fer observacions amb unes condicions atmosfèriques pràcticament perfectes. Els avantatges que proporciona un LIDAR van des de millorar el criteri per a decidir quan tenim bones condicions atmosfèriques fins a permetre pendre mesures amb pitjors condicions atmosfèriques i després proporcionar les correccions adients per a l'anàlisi de dades.

2.4 El projecte CTA

L'astrofísica de raigs gamma d'altes energies es troba en un període de grans èxits gràcies, sobre tot, al desenvolupament d'observatoris amb tècniques Cherenkov de representació d'imatges com MAGIC, HESS i VERITAS, que són el que anomenem la tercera generació de telescopis Cherenkov. Aquests èxits de la tercera generació d'instrumentació Cherenkov han portat a la comunitat científica a capficar-se en el desenvolupament i la construcció d'un observatori que significarà la nova generació de telescopis Cherenkov, amb l'objectiu de millorar la sensibilitat i la precissió dels instruments actuals. El disseny de CTA està pensat per a utilitzar i perfeccionar les tècniques ja desenvolupades pels seus predecessors. Utilitzarà els progressos fets per HESS i VERITAS en tècniques d'anàlisi estereoscòpic intentant millorar la sensibilitat en, almenys, un ordre de magnitud i de MAGIC es farà servir de l'experiència en l'aplicació de grans telescopis per a aconseguir el mínim llindar d'energia possible. Així els principals objectius que s'esperen poder assolir amb CTA són:

- Cobrir un rang d'energies entre unes desenes de GeV fins a superar els 100 TeV.
- Una millora en la sensitivitat de l'instrument en, almenys, un ordre de magnitud respecte als experiments ja existents, incloent una sensibilitat millor d'un miliCrab a les energies intermitjes (Figura 6).
- La construcció de dos observatoris per a poder monitoritzar tot el cel. Un observatori a l'hemisferi nord, per a emfatitzar en les fonts extragalàctiques, i un en l'hemisferi sud, per a fer-ho en les fonts galàctiques.



Figura 6: L'objectiu per a la sensitivitat en CTA

3 Fonaments del LIDAR Raman

Com ja hem comentat anteriorment, el fet de no observar el raig gamma incident sino la seva interacció amb l'atmosfera fa que aquesta sigui una part molt important del nostre detector. Degut a això requerim un coneixement acurat i actualitzat de les propietats atmosfèriques.

3.1 L'atmosfera

L'atmosfera terrestre és la part gasosa de la Terra, que constitueix la capa més externa i menys densa del planeta. Es troba, a la vegada, dividida en capes, cadascuna de les quals ve determinada per la seva temperatura. El 99% de l'atmosfera està format per Nitrogen i Oxígen, en unes proporcions de 78% i 21% respectivament, i el següent gas en percentatge és el vapor d'aigua, amb unes proporcions força variables.





Figura 7: Temperatura en funció de l'amplitud per a l'atmosfera

porcions pràcticament constants dins l'atmosfera fins a uns 90 Km, però per sobre d'aquesta altitud les proporcions de gasos lleugers incrementen amb l'altitud. Cal dir, però, que el 99% de la massa total atmosfèrica es concentra en els primers 40 Km des de la superfície de la Terra. Això es deu a que l'atmosfera presenta una densitat que decreix exponencialment quan s'incrementa l'altura des de la superfície de la Terra.

A l'atmosfera tambè trobem partícules en suspensió, que poden ser líquides o sólides, i que juguen un paper molt important en les observacions que fem dels fenòmens atmosfèrics i, en particular, les propietats d'aquestes partícules i de la seva distribució són importants a l'hora d'observar la radiació Cherenkov que produeixen les cascades atmosfèriques.

La capa de l'atmosfera que més afecta a la transmissió dels fotons Cherenkov és l'anomenada Troposfera. La Troposfera és la capa que es troba en contacte amb la superfície de la terra i arriba fins a una altitud d'uns 12 Km. La temperatura decreix amb l'altitud. Tots els fenòmens atmosfèrics relacionats amb els temps tenen lloc en aquesta capa, a més a més, és aquí on es troba el màxim de producció de fotons Cherenkov[7]. Els aerosols i les partícules tenen un efecte en aquesta capa contribuint a la reducció de la visibilitat donada per l'absorció de llum i la dispersió d'aquesta. És per això que la detecció de les cascades atmosfèriques es veu afectada de manera important per la variabilitat en aquesta capa degut a que la transmissió atmosfèrica dels fotons Cherenkov depèn tant de la densitat atmosfèrica com de la presència d'aerosòls. Degut a això, totes les fluctuacions al perfil atmosfèric, la turbulència i l'aparació de capes d'aerosòls han de ser monitoritzades per a la correcta interprestació de les dades.

La següent capa en altitud de l'atmosfera és l'Estratosfera, que s'estèn des dels 12 Km fins als 50 Km. A la part baixa d'aquesta capa, fins a uns 25 Km d'altitud, la temperatura és manté relativament estable, i després creix amb l'altitud, degut a la presència de mol·lècules d'Ozó que absorbeixen la radiació ultraviolada i escalfen la mescla de gasos, fins a arribar a uns 0 graus al final de la capa (Estratopausa). L'estratificació vertical d'aquesta capa, amb les capes més calents a dalt i les més fredes a baix, fa que no hi hagi convecció ni turbulència i es produeix un efecte estabilitzador de les condicions atmosfèriques en aquesta capa.

Si continuem incrementant l'alçada des de la superfície de la terra arribem a l'anomenada Mesosfera, que és la capa que es troba entre 50 Km i 85 Km. En aquesta capa la temperatura torna a decrèixer amb l'alçada i cau fins a uns -90 °C als 85 Km sobre la superfície terrestre. En aquesta regió la concentració d'ozó i vapor d'aigua és negligible, el que fa que la temperatura sigui

inferior a la temperatura en les dues capes que es troben per sota d'aquesta. A mesura que anem pujant la composició química en aquesta capa esdevé més i més depenent de l'alçada i la proporció de gasos lleugers incrementa.

La següent capa de que està formada l'atmosfera terrestre s'anomena Termosfera, i s'entén des dels 90 Km. En aquesta capa la temperatura creix amb l'alçada i pot arribar a temperatures superiors a 1000 graus centígrads. Aquest increment en la temperatura ve donat per l'absorció de la intensa radiació solar per les poques mol·lècules d'oxigen que encara queden. Per sobre d'aquesta capa només es troba ja la Exosfera, el límit superior de la qual no està del tot ben definit i podría arribar als 1000 Km d'alçada.

Ara tractarem breument el tema de la dispersió dels fotons a l'atmosfera[15]. Les partícules i molècules atmosfèriques actuen aquí com a centres dispersors i, depenent del tamany relatiu entre aquests centres dispersors i la longitud d'ona de la llum incident, es defineixen dos tipus de dispersió:

 Dispersió de Rayleigh: Aquest tipus de dispersió es produeix quan la partícula és molt petita comparada amb la longitud d'ona de la llum incident. La secció eficaç de dispersió cap enrere per a aquest tipus de dispersions ve donada per:

$$\sigma_{\pi,Rayleigh}(\lambda) = \frac{\pi^2 (n^2 - 1)^2}{N_L^2 \lambda^4}$$

on n és l'índex de refracció, N_L^2 és la constant de Loschmidt i λ és la longitud d'ona de la llum incident.

 Dispersió de Mie: La dispersió de Mie es produeix quan el tamany de la partícula és de l'ordre de magnitud, encara que menor, de la longitud d'ona de la llum que incideix. La secció eficaç de dispersió cap enrere en aquest cas és:

$$\sigma_{\pi,Mie}(\lambda) = a^2 (2\pi a/\lambda)^4 \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}\right)^2$$

on a és el radi de la partícula que actua com a centre dispersor.

Veiem que la forta dependència com λ^{-4} és troba a les dues relacions, tant en la de Rayleigh com en la de Mie.

3.2 La tècnica del LIDAR Raman

La tècnica del LIDAR Raman és una tècnica que ens permet obtenir informació de l'estructura i la composició química d'una substància material o gas que volguem analitzar com, per exemple en aquest cas, l'atmosfera terrestre. L'objectiu del nostre estudi amb el LIDAR és el de poder esbrinar la distribució vertical de núbols i aerosols, ja que ens permetria convertir la quantitat de llum Cherenkov mesurada amb el telescopi en la quantitat total de llum Cherenkov que s'ha produit en l'atmosfera.

Generalment, un sistema LIDAR consisteix en un làser, que apunta a l'ob-



Figura 8: Esquema de funcionament del LIDAR

jectiu que es vulgui analitzar, i un telescopi, normalment un mirall, que focalitza la llum del làser que es dispersa cap enrere en interaccionar amb l'atmosfera portant-la fins al detector de la senyal (Figura 8).

Aplicat a l'atmosfera, que és el calorímetre del nostre detector i del que volem conèixer les seves propietats, el que es fa es diparar polsos de fotons amb el làser en la direcció d'interés i després recollir amb el telescopi la llum que es dispersa en direcció contrària a la direcció de propagació inicial del feix làser. Una part d'aquesta llum que torna haurà estat dispersada elàsticament i arribarà amb una freqüència igual a la freqüència incident, procés que es coneix com dispersió de Rayleigh. Aquest procés no ens aporta cap informació sobre la composició química de l'atmosfera però si que podem mesurar la distància als elements dispersors tot coneixent el temps des de que surten del dispositiu làser fins que arriben al detector. No obstant, hi ha una petita fracció dels fotons inicials que són dispersats inelàsticament, de manera que els fotons arriben amb una freqüència diferent a la freqüència inicial del làser, procés que es coneix com a dispersió Raman. Aquesta variació de la freqüència de la llum no és arbitrària sino pròpia d'alguns salts entre estats estacionàris de les molècules i independent de la radiació incident el que permet identificar tambè la composició química de la font de dispersió.

La dispersió Raman és deguda a variacions dels estats rotacionals i vibracionals de les molècules i té dependència en els canvis d'energies. Aquest procés es dóna quan un feix de llum interacciona amb un nubol electrònic d'una molècula, fent que aquest abandoni el seu estat de mínima energia fins a un estat excitat "virtual" que no és estable i decau ràpidament a un d'estable. En aquest decaiment s'emet un fotó de freqüència ν_R diferent a la freqüència del fotó inicial, ν , i amb una energia que depèn de la diferència d'energia entre l'estat "virtual" excitat i l'estat excitat però estable. La freqüència ν_R pot ser més gran o més petita que la freqüència inicial ν , depenent de si la transferència d'energia es produeix des del fotó a la molècula o de la molècula al fotó:

- Si l'estat final de la molècula és més energètic que l'inicial llavors $\nu_R < \nu$ per tal de que l'energia es conservi i el procés es denomina variació d'Stokes.
- Si, per altra banda, l'estat final de la molècula és menys energètic que l'inicial llavors $\nu_R > \nu$ per tal de que l'energia es conservi i el procés es denomina variació d'Anti-Stokes.

Aquests diferents processos queden respresentats a la Figura 9.

Tota la llum que arriba al nostre mirall col·lector és separada en les diferents longituds d'ona d'interès mitjançant una sèrie de filtres. Cadascuna de les longituds d'ona Raman s'envia a un fotodetector, que registra la quantitat de llum que rep en funció del temps. A partir d'aquest temps es pot trobar fàcilment la distància al centre dispersor ja que conèixem la velocitat a la que es mouen els fotons en l'aire. Aquestes són les dades experimentals que obtenim en el nostre experiment, a partir de les quals hem de treballar amb els models teòrics de que disposem.



Figura 9: Diagrama de les dispersions Rayleigh i Raman (Stokes i Anti-Stokes)

La quantitat de llum total que les molècules dispersen cap enrere depèn de la secció eficaç de dispersió d'aquestes molècules i de l'atenuació que sofreix la llum des de que surt del làser fins que hi arriba, que pot dependre de la composició i forma dels aerosols. La llum que rebem al nostre mirall ve descrita per l'anomenada equació del LIDAR:

$$P(r,\lambda) = P_0 \frac{A}{r^2} \frac{ct_0}{2} \beta_\pi(r,\lambda) e^{-2\int_0^r \alpha(r')dr'}$$
(10)

on:

 $P(r, \lambda)$: potència de radiació dispersada per les molècules

- λ : longitud d'ona de la llum
- P_0 : potència inicial emesa pel làser
- A: àrea del mirall col·lector
- r:distància a la molècula dispersora
- c:velocitat de la llum
- t_0 : temps que dura el pols làser

 $\beta(r, \lambda)$: coeficient de dispersió amb angle π (cap enrere)

 $\alpha:$ coeficient d'extinció

 $\int_0^r \alpha(r') dr' \equiv \tau(r, \lambda)$: profunditat òptica

Cal dir que en aquesta equació del LIDAR no considerem la dispersió multiple dels fotons. En les regions amb molts nubols els efectes de dispersió multiple són importants però aquest cas no el considerem degut a que les observacions amb telescopis Cherenkov no resulten productives en condicions de molta nubositat, encara que amb el LIDAR s'espera poguer fer mesures en unes condicions que no siguin de claredat absoluta.

Com un podrà observar, a l'equació (8) tenim dues incògnites, que són el coeficient de dispersió i la profunditat òptica, però només una equació. Així doncs s'hauran d'efectuar aproximacions per a resoldre el sistema. A més a més, aquestes incògnites no depenen només de la distància sino tambè de la longitud d'ona.

Les diferències entre un sistema LIDAR Raman i un sistema LIDAR elàstic venen donades per aquesta dependència en la longitud d'ona. Els LIDARs elàstic poden tenir fins a un 20% d'error sistemàtic determinant el coeficient d'extinció mentre que amb un LIDAR Raman podem disminuir aquest error sustancialment. Aquesta disminució ve donada per la capacitat de trencar la degeneració entre $\beta(r, \lambda)$ i $\tau(r, \lambda)$ i fins i tot reduir els errors sistemàtics donats per la dependència en la longitud d'ona. D'altra banda, els inconvenients d'utilitzar un LIDAR Raman venen donats pel fet de que la secció eficaç de dispersió Raman és uns quatre ordres de magnitud menor que en un procés de dispersió de Rayleigh. Aquest fet implica que es necessiten grans telescopis, làsers molt potents, detectors eficients i conteig de fotons individuals per a dur a terme amb èxit l'estudi atmosfèric a grans distàncies (~ 10 Km) mitjançant un LIDAR Raman.

3.3 El LIDAR de CTA

En aquesta secció ens disposem a presentar les característiques i propietats del LIDAR que estem desenvolupant conjuntament la Universitat Autònoma de Barcelona (UAB) i l'Institut de Física d'Altes Energies (IFAE) per a la col·laboració que construeix el Cherenkov Telescope Array (CTA). Els principals elements del LIDAR són la superfície col·lectora (telescopi), el làser i el detector de fotons, que ara presentarem pel nostre LIDAR en particular.

El telescopi és una de les unitats de l'experiment CLUE a La Palma, que compartia espai amb HEGRA (High Energy Gamma Ray Astronomy), que va estar operatiu des del 1987 fins al 2002. Concretament, l'experiment CLUE consistia en una matriu de telescopis que mesuraven la llum Cherenkov emesa per cascades hadròniques en l'atmosfera amb la intenció d'obtenir el quocient matèria antimatèria. Cadascuna d'aquestes unitats de la matriu de telescopis està montada dins d'un container, el que les fa fàcilment transportables, que es pot desplegar mecànicament. El telescopi, pròpiament, té un diàmetre de 1.8 metres amb la focal situada a aquesta mateixa distància (f/d = 1) i es troba tambè mecanitzat de manera que, una vegada obert el container, pot apuntar a qualsevol punt del cel controlat remotament des d'un ordinador. Per al nostre objectiu de construir un LIDAR per a CTA han estat adquiri-



Figura 10: Telescopi dins del container CLUE

des dues unitats de telescopis d'aquest experiment CLUE, una de les quals es troba en les immediacions de l'IFAE, al campus de la UAB, i l'altre es troba a La Palma. La intenció és dissenyar, construir i optimitzar un prototip del LIDAR Raman amb la unitat CLUE que es troba a Barcelona i després, una vegada comprovat que funciona correctament, construir una còpia d'aquest LIDAR amb la unitat CLUE que encara es troba a La Palma. D'aquesta manera es vol utilitzar la còpia del LIDAR Raman construida a La Palma per a fer proves de funcionament amb un telescopi Cherenkov real, que seran els telescopis MAGIC.

La superfície col·lectora del telescopi és un mirall parabòlic de 1.8 metres de diàmetre (f/d = 1), amb un forat de 5.5 cm de diàmetre en el seu cen-

tre, i va ser construit amb vidre de 6mm de gruix juntament amb una capa reflectora d'alumini, que va ser col·locada a l'Observatori Astrofísic de la Universitat de Pàdova (Itàlia), i que té un gruix de 50 nm. El control remot del telescopi estaba obsolet quan va ser adquirit per l'IFAE i l'equip d'Enginyers en va dissenyar i instalar un de nou que ja es troba funcionant. Les mesures de les propietats del mirall ja van ser fetes quan el telescopi va ser construit, però degut al pas del temps i al diferent ús que nosaltres en donarem del telescopi és important que totes aquestes mesures, com són la reflectivitat o el *Point Spread Function* (PSF), es tornin a fer per a actualitzar els resultats. Hem de recalcar que esperem trobar valors de la qualitat del mirall que estan molt per sota dels valors que es varen mesurar quan el telescopi era nou, però l'ús que nosaltres en farem del mirall és diferent a l'ús per al qual va ser dissenyat i no necessitem una qualitat òptica massa elevada.

Cal dir que el nostre no és el primer ni l'únic LIDAR que s'utilitza en el camp de la Física d'Astropartícules. Alguns exemples els podem trobar a MAGIC, on just ara començen a utilitzar un LIDAR elàstic, o a l'observatori Pierre Auger, que utilitzen un LIDAR Raman. No obstant, el LIDAR Raman que estem construint està pensat i dissenyat per donar-nos informació a altituds d'uns 10 Km, altituds on cap altre LIDAR hi pot arribar.La principal característica per aconseguir aquest objectiu és la superfície col·lectora del nostre LIDAR, la més gran de tots els que operen en el camp.

Ara pasem a discutir les característiques i propietats del làser polsat que utilitzarem. Aquest làser és un Brilliant Nd-YAG 1064nm desenvolupat per Quantel (Figura). El làser tambè emet en els seus segon i tercer harmònic, a 532 nm i 355 nm, respectivament, amb unes energies per pols de 0.36 Joules pel primer harmònic i de 0.1 Joules pel segon i el tercer. Els polsos tenen una duració de 5 ns i s'emeten amb una freqüència de 20 Hz i una divergència del raig de 0.5 mrad. Així la sortida de llum del nostre dispositiu LIDAR vindrà donada per les següents longituds d'ona:

- 1. 355 nm, el tercer harmònic del làser: Aquesta és la longitud d'ona que més interés te per a nosaltres ja que es molt propera al pic d'emissió de la llum Cherenkov, que es situa sobre els 350 nm.
- 2. 532 nm, el segon harmònic del làser: S'emet amb la mateixa potència que el trecer harmònic i és important per a la dispersió Raman.
- 3. 1064 nm, el primer harmònic del làser: És la longitud d'ona que s'emet amb més potència però es troba lluny de les longituds d'ona d'interés. A més, com veurem més endavant, es troba fora de l'interval de longituds



Figura 11: Làser Brilliant Nd-YAG 1064nm desenvolupat per Quantel

d'ona en que la guia de llum pot treballar i, degut a això, podria ser eliminada de les longituds d'ona d'emissió.

Ara parem atenció a les longituds d'ona que tindran entrada en el nostre dispositiu LIDAR i seran recollides com a senyal(Figura):

- 1. 355 nm, el tercer harmònic del làser: Aquesta longitud d'ona arribarà al detector després d'haver estat dispersada cap enrere de manera elàstica en l'atmosfera.
- 2. 532 nm, el segon harmònic del làser: De la mateixa manera que l'anterior, aquesta longitud d'ona arribarà al detector després d'haver estat dispersada cap enrere de manera elàstica en l'atmosfera.
- 3. 387 nm i 607 nm, longituds d'ona Raman del Nitrogen: Arribaran al detector després d'haver variat l'estat vibro-rotacional d'alguna molècula de Nitrogen a l'atmosfera.
- 4. 407 nm, longitud d'ona Raman del vapor d'aigua: Arribarà al detector després d'haver variat l'estat vibro-rotacional d'alguna molècula de vapor d'aigua a l'atmosfera.
- 5. 1064 mn, primer harmònic del làser: Aquesta longitud d'ona arribaria al nostre detector després d'estar dispersada de manera elàstica, però



això faria malbè les propietats de la fibra i, per tant, discutirem el seu ús més endavant.

Figura 12: Longituds d'ona de sortida i d'entrada al sistema LIDAR

Per a estudiar cadascuna d'aquestes longituds d'ona esmentades, i potser escollir només algunes d'elles, s'està desenvolupant un detector basat en òptica modular, que separarà cadascuna de les longituds d'ona per a que puguin ser detectades de manera individual. La detecció de cada longitud d'ona es farà mitjançant fotomultiplicadors amb capacitat per a detectar fotons individuals.

El làser ha d'anar situat sobre l'estructura que fixa el mirall així que es poden considerar dues configuracions diferents. La primera i més simple de les configuracions seria la de col·locar el làser de manera que el sistema fos biaxial, és a dir, que la direcció de propagació del làser no fos la mateixa que la direcció de l'eix del mirall. Encara que aquesta configuració no té cap complicació tècnica té algunes limitacions físiques. És obvi que la llum que es dispersi cap enrere només podrà ser enregistrada si es troba dins del camp de visió del telescopi, i amb una configuració biaxial això no succeirà fins a una altitud considerable, perdent així les dades dels primers centenars de metres d'altitud.

L'altre configuració possible seria la d'insertar dos miralls plans amb la funció de desviar el feix de llum làser de manera que sortís per darrera del plà



Figura 13: Configuració coaxial del sistema LIDAR

focal del mirall i en la direcció de l'eix d'aquest, convertint-se així en una configuració coaxial. Amb aquest muntatge, que té una dificultat tècnica molt més gran, el feix làser sempre es troba dins del camp de visió del telescopi, el que fa que no es perdin les dades de la profunditat òptica als primers centenars de metres d'altitud. És per això que és aquesta última la configuració que escollim per a la construcció del nostre prototip del LIDAR de CTA.

De la mateixa manera que per a la col·locació del làser, tambè tenim diferents configuracions possibles a l'hora de situar el detector de llum en el nostre sistema LIDAR. Una de les possibilitats és la de situar el detector en el plà focal del telescopi de la mateixa manera que fan alguns telescopis Cherenkov com, per exemple, MAGIC. Però degut a que el muntatge del telescopi no és massa robust i no està preparat per a dur tant de pes en aquesta extensió de l'estructura fins al plà focal no considerem aquesta opció. Una altra opció seria la de situar un mirall secondari convex entre plà focal i el mirall primari per a convertir el telescopi en un sitema Cassegrain, i així utilitzar el forat que el telescopi té en el seu centre per a situar allà el detector. Aquest és un muntatge propi dels telescopis òptics i necessita una gran qualitat òptica dels miralls així com una perfecta alineació del sistema per a no perdre llum. El telescopi CLUE no va estar construit per a tenir la qualitat òptica que tenen els miralls dels telescopis òptics i així tindriem, en aquesta configuració, unes pèrdues que serien considerables degut al *Point* Spread Function del mirall més la magnificació que introduiria l'altre mirall. El fet de que la qualitat òptica no sigui massa elevada en el telescopi CLUE no és cap problema per a nosaltres, ja que el sistema LIDAR no necessita tant un mirall sino més aviat un col·lector de llum.

L'altre de les configuracions possibles és la de col·locar el detector darrere del mirall i transportar la llum des del plà focal fins al detector mitjançant una fibra òptica. La fibra òptica escollida hauria de tenir un diàmetre que fos més gran o semblant al *Point Spread Function* del mirall de manera que pugui transmetre la major part de la llum. Els inconvenients del sistema venen donats per les pèrdues de llum en la transmissió dins de la fibra. Per a reduïr al màxim aquestes pèrdues hem trobat una solució, que és la d'utilitzar un nou tipus de fibres òptiques per a transmetre la llum des del plà focal. Aquest nou tipus de fibres òptiques són les guies líquides de llum. Com veurem seguidament en el capitol pròxim, aquestes noves guies de llum ens proporcionen unes pèrdues que són molt menors que les que podriem tenir amb fibres òptiques estàndar.

Una vegada estudiades totes les configuracions possibles pel LIDAR de CTA, la configuració escollida és la següent:

- Ús d'un únic mirall primari (telescopi CLUE) com a col·lector de llum
- Muntatge coaxial del làser en el telescopi
- Instal·lació d'una fibra òptica líquida per a dirigir la llum des del plà focal fins al detector.

4 Guies de llum

Les guies de llum són dispositius amb medis transparents que estan dissenyats per a guiar els feixos de llum a través d'ells mateixos per efecte de la reflexió total. En el context del disseny i construcció del LIDAR de CTA necessitem una guia de llum per a conduïr aquesta llum des del plà focal del telescopi fins a darrera d'aquest, on es situarà tot el sistema de detecció de llum. Obviament, necessitem que hi hagi les menors pèrdues possibles dins de la fibra, ja que volem que arribi la major part de la llum al sistema de detecció.

4.1 Fibra òptica líquida

La millor solució que hem trobat al problema de conduïr la llum fins als detectors amb pèrdues mínimes és la d'instal·lar en el sistema LIDAR una fibra òptica líquida. Aquestes noves guies de llum han estat fruit de molta recerca en aquest camp i tenen diverses aplicacions avui dia en areas com la medicina[11][12][13] o la física nuclear[14].

Degut a que el màxim d'emissió de la llum Cherenkov es troba a 355 nm necessitem que la guia de llum tingui una bona transmissió en l'ultravoilat pròxim. Les fibres òptiques líquides que es troben al mercat venen diferenciades pel rang de longituds d'ona on tenen el seu màxim de transmissió, essent les que tenen aquest màxim a l'ultraviolat les que són del nostre interès. Aquest grup de fibres es caracteritzen per tenir una transmitivitat de prop del 80 % per cada dos metres en aquest rang del ultraviolat, que és molt més gran que la transmitivitat que presenten les fibres òptiques de quarz, que està a prop del 40 % per cada dos metres.

Un altre dels avantatges que presenten aquestes guies de llum és el fet de que estan fabricades amb líquids, de manera que presenten una flexibilitat major i permeten operar de manera més senzilla. A més a més, ens interessa que la transmitivitat de la fibra no varii gaire amb el radi de corbatura d'aquesta i tingui un major angle d'apertura, que és necessari en el nostre cas degut a que el telescopi té una relació focal f/D = 1. S'ha de dir tambè que les guies de llum líquides no transmeten imatges sino llum, però això no és important per a nosaltres ja que amb el LIDAR es realitza conteig de fotons i no es necessiten imatges.

El principal inconvenient que suposa la utilització de la fibra òptica líquida és el temps de vida d'aquest tipus de guies de llum, que podia ser, en general, de l'ordre de les 4000 hores o els 3 anys de duració degut a la degradació del

líquid i a la formació de bombolles a l'interior. Contrastant diferents models comercials de fibres i les característiques de cadascun d'ells vàrem optar per l'adquisició i utilització de *LUMATEC Liquid light guides 300* amb un nucli de 8mm on el temps de vida de la fibra no suposa un problema sempre i quan aquesta sigui utilitzada en unes condicions donades.

Hi ha diferents paràmetres que determinen el temps de vida i l'estabilitat d'aquest model escollit de guia de llum líquida. Com ja hem dit, aquestes fibres poden funcionar durant molts anys sense degradació de les seves propietats de transmissió si s'utilitzen en unes condicions donades. La vida de la fibra depèn de la font de llum i del filtre que s'utilitza. Els líquids que hi ha dins de les fibres són estables durant els anys si la fibra no es veu exposada a radiació per sota dels 320 nm o per sobre dels 650 nm. Les longituds d'ona més curtes podrien destruir les propietats de transmissió del líquid. Si s'utilitza, per exemple, un filtre de 280-500 nm la degradació és $\simeq 10\%$ a les primeres 1000 hores, i a partir d'aquí la transmissió cau més rapidament. Les longituds d'ona més llargues podrien sobreescalfar el líquid i formar bombolles a l'interior de la fibra, que redueixen la transmissió significativament. Aquests efectes són depenents tambè de la potència de radiació a que s'exposa la fibra.

Un altre dels factors que influeixen en les propietats de la fibra és la temperatura. Sota condicions normals de temperatura (des de 5°C fins a 35°C) no s'espera que hi hagi degradació en les propietats de transmissió. Temperatues més baixes per un periode d'unes hores podrien causar bombolles que generalment desapareixerien uns dies després amb la fibra emmagatzemada a temperatura ambient. La utilització de la fibra en un rang de temperatures entre els 35°C i els 50°C no causarien problemes en la fibra per un periode d'uns quants dies.

Una vegada conegudes totes les característiques de la fibra comprovem que les nostres condicions d'ús normal es troben dins de les condicions establertes en les quals la fibra té una duració elevada. El model adquirit té una longitud de 3.2 metres, com teniem una transmitivitat d'un 80 % cada 2 metres esperem que la nostra fibra en dongui uns números propers al 70 % de transmissió. El nucli de la fibra adquirida fa 8 mm, el que ens permetrà col·lectar la major part de la llum que el telescopi focalitzi al plà focal.

4.2 Part experimental

4.2.1 Mètode i paràmetres a mesurar

Una vegada estem en possesió de la fibra òptica que utilitzarem en el prototip de LIDAR per a CTA hem de fer un seguit de mesures per a conèixer les característiques reals d'aquesta guia de llum. El muntatge experimental de que disposem consta dels següents elements:

- 1. Font de llum: Com a font de llum utilitzem una font de Deuteri.
- 2. Monocromador: CM110 Monochromator.
- 3. Sensor de llum: Newport Model 818 UV.
- 4. Ambient: Sala fosca per a evitar fons de llum i taula òptica per tal de fixar el muntatge.

Per començar s'han de fer mesures de l'estabilitat de la font. Cal deixar la font funcionant durant un llarg periode de temps i el sensor prenent mesures continuament per a comprobar que la font no té comportaments de no equilibri en periodes de temps de l'ordre dels que nosaltres necessitarem per pendre les mesures amb la fibra.

Seguidament, la primera de les mesures que farem amb la fibra és la de reconstruir de manera discreta la corba de transmissió que ens ofereix el fabricant de la fibra (Figura 14) amb un seguit de mesures cada 25 nm i anant des de 300 fins a uns 625 nm. Cal repetir el procediment diverses vegades per a tenir un anàlisi sistemàtic.

Ara parem atenció a les longitds d'ona que ens interesen en particular. L'interval de longituds d'ona pel qual la vida de la guia és màxima és el que va des de 320 a 650 nm. Dintre d'aquest interval es troben les seguents longituds d'ona d'interés:

- Tercer harmònic del làser: 355 nm
- Segon harmònic del làser: 532 nm
- Les dues línies Raman del Nitrogen: 387 i 607 nm
- La línia Raman del vapor d'aigua: 407 nm

Així es faran les mesures de la transmissió per a aquestes longituds d'ona en concret degut a que són les d'interès i assumint que la transmissió no variarà de manera significativa en les proximitats d'una longitud d'ona en particular.



Figura 14: Transmissió de la fibra segons LUMATEC

Dintre de l'interval de confiança donat no es troba, però, el primer harmònic (el més potent) del làser (1064 nm), que podria causar bombolles en el líquid i així afectar greument a la capacitat de transmissió de la fibra. Per tant, estudiarem la transmissió de la guia per a cadascuna de les longituds que hem esmentat dins de l'interval de bon funcionament de la guia. Per a cadascuna de les longituds d'ona que volguem mesurar s'hauran de realitzar un conjunt de mesures, per a reduïr les incerteses d'origen sistemàtic.

Un altre dels nostres objectes d'estudi és la transmissió en funció de la geometria del muntatge, en particular, en funció de l'angle d'entrada de la llum a la guia. Esperem que per un angle d'entrada de 0 graus la transmissió serà màxima i volem veure com decreix aquesta a mesura que ens allunyem de la entrada en paral·lel. En relació amb aquesta mesura, no és interessant només coneixer la transmissió en funció de l'angle d'entrada, sino tambè conèixer l'angle de sortida en relació al d'entrada., estudiant la distribució de la llum a la sortida de la fibra per a conèixer dintre de quin angle trobem la major part de la llum que surt per la fibra.

Per últim cal mesurar la estabilitat de la fibra sota diferents condicions. La primera d'aquestes condicions és la corbatura de la guia de llum, així mesurarem la transmissió a través de la guia, tot reconstruïnt la corba de transmissió, en diferents configuracions de la fibra fibra totalment estirada, o fibra corbada amb un cert radi de corbatura). Si aquest darrer paràmetre fos significatiu, les mesures correctes a fer serien amb la fibra situada en una posició molt semblant a la posició que adoptarà finalment en el telescopi (fins i tot es podria col·locar en el telescopi per a realitzar les mesures de transmissió). L'altre de les condicions sota les que volem estudiar l'estabilitat de la fibra és la temperatura. Mesurem la transmissió de la fibra en funció de la longitud d'ona per a diferents temperatures.

4.2.2 Mesures

Les mesures que realitzem en la fibra són les següents:

- 1. Transmissió en funció de la longitud d'ona
- 2. Transmissió en funció de l'angle d'entrada a la fibra
- 3. Angle de sortida en funció de l'angle d'entrada a la fibra
- 4. Estabilitat sota canvi de forma de la fibra
- 5. Estabilitat sota canvis de temperatures

Com a pas previ comprovem que la font de Deuteri és estable durant els periodes de temps que nosaltres necessitem per fer les mesures (de l'ordre d'uns 10 minuts). Per fer aquesta comprovació connectem la font i posem el sensor de llum a mesurar i enregistrar les dades durant un periode de temps d'uns 600 segons.

Així es veu que la font és prou estable degut a que les seves variacions són de l'ordre del 0.1% de la seva potència, un ordre que serà més petit que les incertesses de les nostres mesures.

1. Transmissió en funció de la longitud d'ona

Per a mesurar la transmissió en funció de la longitud d'ona requerim dues mesures diferents. Primer es mesura la potència de radiació de la font a la sortida del monocromador per a cadascuna de les longituds d'ona. Després es coloca la fibra a la sortida del monocromador i es mesura la potència a la sortida de la fibra per a cadascuna de les longituds d'ona. El cocient de les potències calculades a la sortida de la fibra i del monocromador ens dona la



Figura 15: Estabilitat de la font

transmissió. El muntatge es pot apreciar a les figures 16 i 17. Els resultats obtinguts ens mostren la transmissió real de la nostra fibra, que



Figura 16: Muntatge 1

té 3.2 metres de longitud, en funció de la longitud d'ona (Figura 18). Per a poder comparar aquests resultats amb els resultats que ens proporciona l'empresa fabricant de la fibra hem de corregir els nostres de manera que obtinguem la transmissió en 2 metres i no en 3.2, ja que els seus resultats estan calculats per a una fibra de 2 metres de longitud. Per dur a terme aquesta correció fem servir la llei de Beer-Lambert, que relaciona la transmissió amb la longitud que recorre la llum x (en metres) i el factor d'atenuació α , que



Figura 17: Muntatge 1

en el nostre cas depèn de la longitud d'ona de la llum (λ) :

$$T_x(\lambda) = \frac{I}{I_0} = e^{-\alpha(\lambda)x}$$
(11)

D'aquesta manera podem fer la correcció dels resultats des dels 3.2 metres fins als 2 metres de la següent manera:

$$T_2(\lambda) = \frac{I_2}{I_0} = e^{-2\alpha(\lambda)} = \left(e^{-3.2\alpha(\lambda)}\right)^{2/3.2} = \left(T_{3.2}(\lambda)\right)^{2/3.2}$$

Una vegada fetes les correccions ja podem graficar la transmissió en funció de la longitud d'ona per a una longitud de fibra de 2 metres, que llavors és comparable amb els resultats de LUMATEC, a la Figura 14.

Observant els resultats obtinguts i els resultats proporcionats per LUMA-TEC es pot comprovar que els resultats són del tot compatibles per a longituds d'ona menors de 350 nm i majors que 450 nm. A les dues gràfiques es pot veure com la transmissió comença a decaure als 500 nm i aquest decaiment es fa més pronunciat al voltant dels 600 nm. Així en aquests intervals els resultats que hem obtingut i els proporcionats per LUMATEC són del tot compatibles. No obstant, comparant les dues gràfiques de la transmissió tambè podem veure que tenim un mínim no esperat a prop dels 350 nm. Per a considerar una possible explicació a aquesta caiguda de la transmissió hem de tenir en compte primer que els monocromadors no són del tot perfectes i deixen passar a través no només la longitud d'ona escollida λ sino tambè una part de $\lambda/2$. Si sumem aquest fet a que el sensor de llum i la fibra tenen diferents longituds d'ona mínimes de funcionament (el sensor és sensible a partir d'uns 200 nm i la fibra transmet llum a partir d'uns 250 nm) tenim



Figura 18: Resultats de la mesura 1

que a longituds properes als 400 nm el sensor mesura a la sortida del monocromador λ i $\lambda/2$ però la fibra no deixà passar $\lambda/2$ i el sensor a la sortida de la fibra només mesura λ , creant així aquest mínim. Cal dir que aquest mínim només apareix en les longituds d'ona que van des de 2 vegades la longitud d'ona mínima de funcionament del sensor fins a dos vegades la longitud d'ona mínima de funcionament de la fibra. Per a longituds d'ona de l'ordre dels 300 nm ni el sensor pot mesurar $\lambda/2$ ni la fibra deixa passar aquesta radiació, així no hi ha cap problema amb la transmissió. Per a longituds d'ona més grans que 500 nm tampoc tenim el mínim degut a que tant el sensor com la fibra funcionen amb $\lambda/2$ i no es crea cap desigualtat que pugui ocasionar el mínim de transmissió, encara que crea un cert error sistemàtic en el càlcul de la transmissió en funció de la longitud d'ona.

Una vegada tenim una possible explicació dels resultats obtinguts hem de comprovar que la nostra expliació és la explicació correcta. Per a aixó utilitzarem un filtre, que només deixi passar radiació per sobre dels 300 nm, col·locat a la sortida del monocromador. D'aquesta manera el·liminem el fet de que el sensor i el monocromador tinguin diferents longituds d'ona mínimes de funcionament, per reduir d'aquesta manera els errors sistemàtics

Així podem concloure que, independentment del problema de la longitud d'ona $\lambda/2$, la transmissió en funció de la longitud d'ona és compatible amb els resultats que ens indica la companyia LUMATEC i d'aquesta manera es



Figura 19: Resultats de la mesura 1, corregits a 2 metres

confirma que aquesta fibra líquida és un bon candidat per a transmetre la llum des del plà focal fins al sistema de detecció en el LIDAR de CTA.

2. Transmissió en funció de l'angle d'entrada a la fibra

Per a dur a terme aquesta sèrie de mesures i poder treballar amb el concepte d'angle d'entrada a la fibra necessitem treballar amb raigs de llum. Aquest propòsit requereix l'utilització d'un làser com a font de llum, i escollim un làser continu de longitud d'ona 532 nm (color verd) per tal de que no deteriori la fibra (els làsers de color vermell, degut a la seva elevada longitud d'ona, poden crear bombolles que perjudiquen el bon funcionament de la fibra). La mesura de la potència del làser és la primera de les mesures a realitzar, i la fem situant el sensor en front del làser i enregistrant dades (Figura 20). Aprofitem aquesta mesura per a comprovar que la potència del làser es manté estable en el temps.

En aquest moment col·loquem la fibra situem el làser de manera que la llum entri a la fibra amb un angle donat que podem anar variant i mesurant. Això ho fem mitjançant un suport fet a mida del làser que ens permet moure angularment aquest i mesurar l'angle que s'ha desplaçat (Figura 21). Llavors començem mesurant la potència de radiació a la sortida de la fibra quan l'angle d'entrada és zero i anem aumentant aquest angle fins arribar als 60 graus. Cal dir que punt de llum del punter làser està totalment contingut dins de l'entrada de la fibra fins als 45 °, i a partir d'aquest punt la superficie del punt creix per sobre de la superfície de l'entrada de la fibra, fent que



Figura 20: Muntatge 2. Mesura de la potència del làser



Figura 21: Muntatge 2. Angle d'incidència de la llum amb la fibra

els resultats per sobre d'aquest angle tinguin un cert error sistemàtic. Els resultats obtinguts els presentem en una gràfica de la transmissió en funció del angle d'incidència (Figura 22).

Dels resultats es pot deduïr que els primers 15 graus no influeixen de manera significativa en la transmissió, ja que la transmissió en aquest rang d'angles no varia en excés i es manté al mateix ordre de magnitud. La conclusió més important que deduïm d'aquests resultats és que la transmissió cau un ordre de magnitud als 35 graus, i a partir d'aquests 35 graus es fa despreciable en comparació amb la transmissió a 0 graus.

Una vegada analitzats els resultats obtinguts d'aquest muntatge 2 podem posar-nos en el context del nostre prototip de LIDAR. El telescopi que porta incorporat aquest LIDAR (Telescopi CLUE) té una relació f/D = 1. Amb



Figura 22: Muntatge 2. Resultats

només aquesta dada podem fer una estimació de l'angle màxim amb que pot entrar un fotó que ha estat focal·litzat a la fibra pel telescopi. Tenim:

$$\theta_{max} = \arctan(1/2) = 26.57^\circ$$

Així veiem que l'angle màxim al qual arrivaràn els fotons a la fibra és menor que 35°, l'angle pel qual la transmissió cau un ordre de magnitud, i llavors tenim que la fibra es comporta de manera adequada en relació als interessos inherents a la fabricació del prototip LIDAR de CTA. De fet, el comportament ideal per als nostres interessos hagués estat que la transmissió caigués un ordre de magnitud prop dels 27°, ja que d'aquesta manera els fotons transmessos en la nostra fibra serien majoritàriament els que provenen directament del mirall, eliminant així una part important del soroll de fons.

3. Angle de sortida en funció de l'angle d'entrada a la fibra

El muntatge experimental per a la realització d'aquestes mesures és el mateix que en l'apartat anterior a l'entrada de la fibra però és completament diferent a la sortida d'aquesta. Ara no estem mesurant transmissions (llavors no estem mesurant potències) sino que estem mesurant angles. Degut a això col·loquem una pantalla a la sortida de la fibra que es troba a una distància coneguda D. D'aquesta manera mesurant el radi $r(\theta_{ent})$ de la taca de llum que surti de la fibra, que depèn de l'angle d'entrada, podrem calcular l'angle amb que la llum surt de la fibra en funció de l'angle amb el qual la llum entra dins d'aquesta (Figura 23).

$$\theta_{emit}(\theta_{ent}) = \arctan\left(\frac{r(\theta_{ent})}{D}\right)$$

Els resultats els presentem graficats a la Figura 24.

Als resultats podem observar clarament com l'angle de sortida de la llum



Figura 23: Muntatge 3. Emissió de llum a la sortida de la fibra



Figura 24: Muntatge 3. Resultats

de la fibra és una funció que creix amb l'angle d'entrada de la llum a aquesta fibra, així com més angulada arrivi aquesta llum a la fibra més angulada

sortirà d'aquesta. La relació entre aquestes dues magnituds es una funció propera a la linea recta entre 5° i 45°. És interessant tambè comentar que a mesura que l'angle de sortida creix (degut a que l'angle d'entrada tambè creix) es crea un cercle de llum a la pantalla on projectem la llum que surt de la fibra. Aquest efecte, fotografies del qual es troben a l'Annex 1, posa de manifest el fet de que la fibra no transmet imatges sino només llum.

Ara en comptes de mesurar paràmetres com la transmissió o els angles mesurem l'estabilitat de la fibra sota diferents canvis en les seves condicions. És molt important per a nosaltres conèixer si les mesures que hem realitzat amb la fibra a una temperatura de 23° centígrads i col·locada amb una certa forma sobre la taula òptica són significatives o són només pròpies d'aquesta configuració en particular i haguessin estat molt diferents en una altra configuració.

4. Estabilitat sota canvi de forma de la fibra

Per a mesurar l'estabilitat de la fibra sota canvi de forma fem les mateixes mesures que a l'apartat 1 però aquesta vegada afegim a la fibra una volta sencera per veure com influeix aquesta major corbatura en la transmissió de la fibra. El muntatge experimental el mostrem a la Figura 25.

Per a presentar els resultats fem una comparació entre els resultats obtin-



Figura 25: Muntatge 4. Estabilitat sota canvi de forma de la fibra

guts amb aquesta configuració i els resultats obtinguts a l'apartat 1. Fem una gràfica del *ratio* entre la transmissió amb la volta afegida i la transmissió sense volta, per a cada longitud d'ona. Els resultats els presentem d'aquesta manera a la Figura 26.

A la gràfica podem comprovar que la variació en la transmissió amb el canvi



Figura 26: Muntatge 4. Resultats

de forma de la fibra no és significativa.

Com que el canvi en la transmissió amb la variació de forma de la fibra no hauria de dependre amb la longitud d'ona hem calculat el promig del *ratio* per a fer una estimació general de la variació de la transmissió amb el canvi de forma:

$$< r > = 0.979 \pm 0.035$$

Si, a més, considerem que la forma final que adoptarà la fibra col·locada al LIDAR no serà tan corbada com ho és quan afegim una volta podem concloure que la forma de la fibra no és un factor determinant en la construcció del LIDAR de CTA.

5. Estabilitat sota canvis de temperatures

Per a estudiar el comportament de la fibra sota canvi de temperatura disposem el mateix montatge experimental que a l'apartat 1 i canviem la temperatura de l'habitació on es situa la taula òptica on es situa el nostre muntatge experimental. Utilitzem un cal·lefactor per a pujar la temperatura de l'habitació fins als 29 graus i prenem mesures de la transmissió a 28 i 29 graus. D'altra banda parem la cal·lefacció de l'habitació i fem mesures de transmissió a una temperatura de 21 graus. Tal i com hem fet al muntatge anterior presentem els resultats com a *ratio* entre la transmissió a la temperatura donada a la gràfica i la transmissió a 23 graus. Per ùltim mostrem les tres gràfiques integrades en una per a fer més senzilla la comparació. Els resultats, presentats tal i com hem dit, es troben a la Figura 27. Els resultats



Figura 27: Muntatge 5. Estabilitat sota canvi de temperatura

mostren que hi ha una dependència en la temperatura, ja que els resultats de la transmissió obtinguts són diferents a cada temperatura. El que observem és que per a canvis de temperatures d'uns 10° C al voltant de la temperatura ambient les diferències en la transmissió són de l'ordre del 10%. No obstant, el funcionament final del LIDAR requerirà del seu ús sota canvis de temperatura més grans, per la qual cosa es requereix de l'estudi de l'estabilitat de la fibra amb unes variacions més grans de temperatura, el que requeriex un muntatge experimental més complicat i que es durà a terme en els propers mesos.

5 Mesures de la qualitat del mirall

En aquesta secció posem atenció en les propietats del mirall que serà utilitzat en el LIDAR de CTA. Com hem comentat el mirall es reutilitza d'un antic experiment anomenat CLUE i, degut a això, no és un mirall nou sino que ha estat ja utilitzat i no es troba en les mateixes condicions que es trobava quan va ser construït. En aquest sentit es fan diferents mesures per a estudiar les propietats del mirall. Una d'elles és la mesura de la reflectivitat del mirall, que es va dur a terme a l'IFAE a mitjans de 2010[16]. Una altra de les mesures que s'han de realitzar en un mirall és la del *Point Spread Function*, que expliquem i presentem tot seguit.

5.1 Point spread function

Una vegada s'han realitzat en un mirall les mesures de reflectivitat, que mostren quina quantitat de llum reflexa el mirall, el que volem veure és la manera com reflexa aquesta llum el mirall i, més en particular, la manera com el mirall focalitza la llum d'una font puntual. Aquesta resposta del mirall a la font de llum puntual és el que s'anomena *Point Spread Function* (PSF) i ve donat per l'aberració i la difracció que provoquen l'extensió de la llum puntual en una àrea finita. Principalment necessitem conèixer el PSF del mirall per a poder conèixer la mesura del punt de llum focalitzat i determinar quina quantitat de llum reflexada entra dins de la fibra.

El mètode que vàrem utilitzar inicialment per a la mesura del PSF era el de focalitzar amb el telescopi la llum d'una estrella, que actua com a font de llum puntual degut a que es troba a una distància molt gran. Per a aquest propòsit la estrella escollida va ser Capella, una de les estrelles més brillants del cel. Pel fet de ser un objecte que es situa a l'infinit òptic la imatge d'aquest objecte es situa al plà focal, com es pot deduïr de l'equació de l'òptica paraxial:

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{f}$$
(12)

El principal problema que vàrem tenir a l'hora de calcular el PSF amb aquest mètode va ser el gran fons de llum que, degut a la contaminació lumínica, hi ha al cel de Barcelona. Aquest fet sumat a que la intensitat de llum que prové de l'estrella i es focalitza al plà focal del nostre telescopi és molt baixa fa que no poguem distingir la llum que és de l'estrella de la llum provinent del fons. Aquests problemes derivats del mètode utilitzat van fer que es condiderés un mètode alternatiu per a calcular el PSF del mirall. El mètode alternatiu consisteix a utilitzar una altra font puntual de llum, que al estar situada a una distància molt propera ens fa arribar un flux de llum molt més gran que el de l'estrella utilitzada. Com hem dit, aquesta font puntual de llum es situa a una distància finita, en particular es situa a dues vegades la distància focal, el que fa que la imatge es formi al mateix punt com es pot comprovar a l'equació (12). La font de llum puntual l'aconseguim fent incidir la llum d'un punter làser sobre una superfície rugosa, el que fa que la llum del làser es dispersi en totes les direccions creant així la font puntual que requerim. Utilitzant aquest mètode ja obtenim una intensitat de llum suficient com per a poder mesurar el PSF del mirall, projectant-lo a una pantalla.

Cal dir, no obstant, que els dos mètodes no són del tot equivalents, és a



Figura 28: Point Spread Function del mirall

dir, les dues fonts i, com és més important, les distàncies a les que es situen les fonts fan que no hi hagi una equivalència absoluta entre els dos mètodes utilitzats. Ja es pot comprovar que hi ha diferències pel fet de que amb el mètode de la estrella el mirall focal·litza al plà focal i amb el mètode de la llum làser el miral focalitza a dues vegades la distància focal. Tot i les diferències evidents que hi ha entre els dos mètodes el que nosaltres volem veure és la manera com el nostre mirall focalitza la llum que li arriba i quina és la distribució i tamany del punt de llum que es que es crea a la distància imatge. Per dur a terme aquest estudi el segon mètode tambè és vàlid.

Una vegada hem aconseguit una bona intensitat de llum a la pantalla, la manera d'analitzar el PSF del mirall passa per fer una fotografia (càmera CANON 1000D) d'aquesta pantalla on es troba la llum focalitzada i tractar aquesta fotografia de manera informàtica (Figura 28). El que es fa és assignar a cadascun dels pixels una intensitat de llum. Una vegada tenim tota la imatge formada per pixels amb una certa intensitat de llum assignada a cadascun d'aquests el que fem és fer 4 talls a la imatge: un de vertical, un d'horitzontal i dos diagonals. Per a cadascun d'aquests 4 talls obtenim una gràfica en 2 dimensions com la de la Figura 29, que es correspon a un dels 4 talls. La representació gràfica dels 3 talls restants es troba a l'annex 2. Com es pot veure a aquesta figura les dades les ajustem a una corba gaussiana.

El que volem conèixer en aquest càlcul del PSF del mirall és la quantitat



Figura 29: Tall horitzontal ajustat a la gaussiana

relativa de llum que es troba continguda dins d'una certa àrea de la taca de la Figura 28, i aquesta àrea ve donada per un cert radi r. La conversió entre píxels i milímetres la fem mitjançant una figura geomètrica que s'inclou a la mateixa fotografia de la qual s'obté el PSF. Com aquesta figura té una mida mesurable podem establir així la relació que hi ha entre el nombre de píxels de la imatge i la distància real. El procediment consisteix en calcular un gran nombre d'integrals numériques dels punts experimentals (com els de la Figura 29) de manera iterada, que normalitzem per a obtenir la quantitat relativa de llum, començant per un radi 0 i augmentant aquest radi fins que la quantitat relativa de llum dins del radi en qüestió tendeix a 1. L'ajust gaussià només l'utilitzem per a determinar el punt zero en x, que és on es troba el màxim de la gaussiana, i a partir d'aquí fem les integrals numèriques iterades ampliant l'interval d'integració simètricament a banda i banda. Això ens proporciona una corba de la quantitat relativa de llum en funció del radi r, que com ja hem dit és la meitat de l'interval d'integració. Aquestes corbes es troben representades gràficament a la Figura 29 i la Figura 30. Les gràfiques es troben normalitzades a la quantitat mitjana de llum calculada per a radis grans i no s'ajusten totalment a 1 ja que la intensitat de llum fluctua.

Analitzant cadascuna de les gràfiques podem comprovar que, en tots els



Figura 30: Quantitat relativa de llum en funció del radi. Talls vertical i horitzontal.



Figura 31: Quantitat relativa de llum en funció del radi. Talls diagonals.

casos, prop d'un 90% de la llum es troba dins dels primers 4 mm de radi. Aquest resultat té una gran importància en el marc del LIDAR de CTA degut a que la fibra òptica líquida utilitzada té un diàmetre de exactament 8 mm, el que són 4 mm de radi. Això implica que més d'un 80% de la llum que arriba a la fibra focalitzada del mirall entraria dins la fibra per a ser transmesa fins al sistema de detecció, situat darrera del mirall. Cal dir que a la imatge del PSF es poden observar certes traces de llum a radis més grans que 4 mm, com es pot observar al pic del gràfic "diagonal 1"que es situa al voltant d'un radi de 8 mm. Com es pot comprovar a partir de les integrals numèriques realitzades aquestes traces de llum no suposen un percentatge alt de la llum que reflexa el mirall i, per tant, no són un problema greu per a nosaltres.

El PSF del mirall va ser mesurat quan el mirall era utilitzat en l'experiment HEGRA. Com el mirall és ara més vell del que era quan es va realitzar l'anteriorment citat estudi la qualitat òptica del mirall pot haver disminuit i el PSF haver augmentat. Això ve donat pel deteriorament que causa el pas del temps i pel pols que es va dipositant en la superfície reflexant del mirall. Els resultats varen ser publicats per l'equip de *CLUE Telescope* en un *Status*



Figura 32: Tant per cent de la llum reflexada continguda dins d'un quadrat de costat donat per a 5 miralls CLUE de les sèries de producció.

Report l'any 1995[17] i aquests resultats mostren que prop d'un 80% de la llum es trobaba dins d'un quadrat de 6 mm de costat. El gràfic es presenta a la Figura 32. La comparació dels resultats obtinguts del nostre anàlisi amb els resultats de l'equip de CLUE mostra que ambdós resultats són compatibles i que el pas del temps no ha alterat en excés les propietats del PSF del mirall. A més, l'anàlisi que és més important per a nosaltres és el que té relació amb la fibra òptica líquida, que mostra uns bons resultats de les dimensions del PSF en relació a les de la fibra, i no tant la comparació dels nostres resultats amb els obtinguts per l'equip de CLUE fa 15 anys.

6 Conclusions

L'astrofísica de raigs gamma d'altes energies és una branca de la física que es troba actualment en un periode d'expansió i de creixement constant. Aquest creixement és degut, en gran part, a la construcció d'observatoris amb nous instruments per a la detecció d'aquests raigs gamma amb major sensibilitat que els instruments ja existents. L'observatori CTA és un d'aquests nous projectes que permetran obtenir nous resultats en el camp.

Una de les noves millores que aquests nous observatoris planejen incorporar són els LIDARs Raman. Aquests aparells s'utilitzen per a obtenir informació de les condicions atmosfèriques a l'hora de pendre les mesures amb els telescopis Cherenkov. Amb ells podem obtenir tant la distribució d'aerosols com la profunditat òptica de l'atmosfera per a així poder corregir les dades astronòmiques obtingudes o poder determinar si les condicions atmosfèriques són les ideals per a la pressa d'aquestes dades. S'ha de dir tambè que, mentre que avui dia s'utilitzen LIDARs elàstics en alguns telescopis com MAGIC, la utilització de LIDARs Raman en aquest tipus d'astronomia està tot just ara començant i es postula com un repte per a aquesta comunitat d'investigadors.

La UAB juntament amb l'IFAE estàn desenvolupant al campus de Bellaterra un prototip de LIDAR Raman per al seu futur ús en l'observatori CTA. Abans del seu ús en CTA i una vegada determinada la millor configuració, es construirà un clon d'aquest prototip a la isla de La Palma per tal de testejar el seu funcionament amb el telescopi MAGIC. Com a telescopi s'utilitza una de les unitats de l'antic experiment CLUE (hi ha un altra unitat a La Palma per a la futura construcció del clon) en una configuració coaxial amb el làser. El sistema de detecció estarà situat darrere del mirall i per a transportar la llum des del plà focal fins a aquest sistema de detecció s'utilitzarà una fibra òptica líquida, que ha estat testejada i escollida com a millor opció per a dur a terme aquesta funció.

Amb les mesures de la qualitat del mirall hem pogut determinar que aquest encara manté unes bones propietats per a l'ús que el LIDAR requereix, és a dir, més com a col·lector de llum que no pas com a telescopi òptic que genera imatges. L'any anterior es van realitzar les mesures de la reflectivitat del mirall, donant bons resultats per a longituds d'ona properes als 350 nm, i en aquest treball hem realitzat les mesures del *Point Spread Function* en les que hem obtingut uns bons resultats en relació al tamany d'aquest PSF i el diàmetre de la fibra òptica líquida. Així hem comprovat que el mirall es troba en unes bones condicions per a ser utilitzat en el LIDAR de CTA.

Annex 1

En aquest annex s'inclouen fotografies de la manera en que es distribueix la llum a la sortida de la fibra per a angles d'entrada grans (4.2.2 Muntatge 3), amb l'aparició d'aquest característic cercle de llum. Això esdevé una prova de que la fibra no transmet imatges sino llum.



Figura 33: Aparició d'un cercle de llum a la sortida de la fibra



Figura 34: Aparició d'un cercle de llum a la sortida de la fibra

Annex 2

En aquest segon annex s'inclouen les gràfiques en 2 dimensions del tall vertical i dels dos diagonals juntament amb cada ajust gaussià.



Figura 35: Tall vertical ajustat a la gaussiana



Figura 36: Tall diagonal 1 ajustat a la gaussiana



Figura 37: Tall diagonal 2 ajustat a la gaussiana

Referències

- [1] S. Nolan i C. Rulten, Studies of Lidar Calibration for the Next Generation of Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes. CTA Consortium (2009).
- S. Nolan, G. Pühlhofer i C. Rulten, Detailed Studies of Atmospheric Calibration in Imaging Cherenkov Astronomy. arXiv:1009.0517v1 [astroph.IM] (2010).
- [3] M. Alpers, R. Eixmann, J. Höffner, T. Köpnick, J. Schneider i U. von Zahn, THE RAYLEIGH/MIE/RAMAN LIDAR AT IAP KÜHLUNGS-BORN. Journal of Aerosol Science, 30 (Suppl. 1), 637-638 (1999).
- [4] L. Otero, P. Ristori, J. Dworniczak, O. Vilar i E. Quel, Nuevo sistema lidar de seis longitudes de onda en el CEILAP. 283 - ANALES AFA Vol. 18, MERLO (2006).
- [5] J. Costa Quintana i F. López Aguilar, Interacción Electromagnética. Teoría Clásica. Editorial Reverté (2007).
- [6] C. Merck (2004), Test of a Low-Power LIDAR for the Study of Temporarily Variable Transmission of the Atmosphere for Corrections in Groundbased γ-ray Astronomy with the 17m Cherenkov Telescope MA-GIC. Master's thesis, Univ. Siegen.

- [7] M.Kestel, Investigation of the TeV γ Emission of the AGN Mkn 421 with the HEGRA Cherenkov Telescope CT1 (Dissertation in preparation Munich 2002).
- [8] M. Errando (2006), Study of optical properties of last generation photodetectors for Cherenkov astronomy applications. Master's thesis, Univ. Autònoma de Barcelona.
- [9] D. Paneque (2000), An optical properties study of the new hemispherical PMTs from Electron Tubes. Master's thesis, Univ. Autònoma de Barcelona.
- [10] R. Hui i M. O'Sullivan, Fiber Optic Measurement Techniques. Elsevier Academy Press (2009).
- [11] Nath, Gunther (21)Speyrer St., Munich, DT) (1977),guide, light particularly medical/dental Flexible for use. "http://www.freepatentsonline.com/4009382.html".
- [12] Roy E. Gagnon, Michael Jue i Andrew J. Macnab, Liquid light guides versus fiber light guides in clinical near-infrared spectroscopy. J. Biomed. Opt. 8, 148 (2003); doi:10.1117/1.1527933.
- [13] T. Butz, S. C. Bedi, W. Troger i M. Richter, Feasibility Study of Delay-Line Localization in a Mini-PET Scanner. Hyperfine Interactions 136/137: 695–698 (2001).
- [14] Kawarabayashi. J et al, Potential on Liquid Light Guide as Distributed Radiation Sensor. Nuclear Science Symposium Conference Record, Volume 2, 712-714 (2004).
- [15] R.M. Measures, Laser Remote Sensing. Wiley and Sons, New York (1984).
- [16] A. López Oramas, Construction and Development of a Raman Lidar Master's thesis, Univ. Autònoma de Barcelona (2010).
- [17] The CLUE Collaboration, *Status report on CLUE*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 360 (1995) 385-389.