

ESTUDI DE L'OBTENCIÓ DEL COEFICIENT D'EXTINCIÓ ATMOSFÈRICA AMB UN RAMAN LIDAR

David Villar Mateo, 1420682
Director: Markus Gaug

31 de Juliol de 2019, convocatòria de setembre

Resum

En aquest treball es pretén recollir informació sobre els telescopis Cherenkov de radiació gamma de molt alta energia i dels diferents projectes que compten amb aquest tipus de dispositius per tal d'estudiar el cosmos. S'explicarà la funció dels LIDARs, aparells clau en aquests observatoris per tal de conèixer a fons les característiques òptiques de l'atmosfera com poden ser el coeficient d'extinció aerosòlica o de retrodispersió. A més, de manera pràctica, estudiar les dades extretes d'una nit d'estudi amb el Raman LIDAR construït i dissenyat conjuntament a l'IFAE i a la Unitat de Física de les Radiacions de la UAB, amb intenció d'instal·lar-lo a l'observatori de Roque de Los Muchachos que forma part del projecte CTA. També s'estudiarà el codi d'anàlisi de les dades obtingudes per el Raman LIDAR per mitjà de la variació de paràmetres que es determinen manualment, i el càlcul posterior del coeficient d'extinció que en podem extreure. Es comprovarà la veracitat de les dades analitzades.

Índex

1	Objectius i motivacions	1
2	Projecte CTA, IACT i Barcelona Raman LIDAR	3
2.1	Telescopis de radiació Cherenkov	3
2.1.1	Fonts de Radiació Gamma	4
2.2	El projecte CTA	4
2.3	La tècnica IACT	5
2.4	Dispositius LIDAR	6
2.4.1	Caracterització atmosfèrica	6
2.4.2	Raman LIDAR	6
2.4.3	Determinació del coeficient d'extinció	9
2.5	Projecte UAB-IFAE Raman LIDAR	10
2.5.1	Estructura del dispositiu	10
2.5.2	Funcionament del Raman LIDAR	12
2.5.3	Recopilació de les dades	12
3	Dades obtingudes	14
3.1	Descripció de les dades	14
3.2	Codi d'anàlisi	14
3.2.1	Correcció de temps mort	14
3.2.2	Retard del disparador	15
3.2.3	Substracció del soroll de fons	15
3.2.4	Combinació de senyals (<i>Gluing</i>)	15
3.2.5	Càlcul dels coeficients d'extinció i retrodispersió	16
3.3	Resultats obtinguts	16
3.3.1	Variació dels paràmetres	16
3.3.2	Coefficient d'extinció (primeres mesures)	17
3.3.3	Discussió dels primers resultats	18
3.3.4	Coefficient d'extinció (segona mesura)	19
4	Conclusions	21

Resum

Aquest treball pretén un estudi de les dades recopilades pel Raman LIDAR construït conjuntament per l'IFAE i la Unitat de Física de les Radiacions de la UAB amb l'ajut de col·laboradors internacionals. S'ha fet un seguiment dels avenços de l'equip de construcció del dispositiu i s'ha utilitzat el programa desenvolupat per en Scott Griffiths de l'Institut de Física d'Altes Energies (IFAE) i en Markus Gaug, de la Unitat de Física de Radiacions. El Raman LIDAR està pensat per a ser instal·lat en l'àrea del futur Cherenkov Telescope Array (CTA) [3, 2] a l'observatori del Roque de Los Muchachos a l'illa Canària de La Palma i permetrà un coneixement indispensable per al tractament de les dades recollides pels telescopis de radiació Cherenkov d'última generació [1] que estan en procés de construcció, capaços d'estudiar fenòmens astronòmics que involucren fotons de molt altes energies (VHE en els seus sigles en anglès). Permet la determinació del coeficient d'extinció [16] dels aerosols presents a l'atmosfera a diferents altituds.

S'estudiaran els dispositius LIDAR de diferent mena i els principis físics sobre els que fomenten les seves observacions [8, 12]. A mesura que avança el treball s'aniran concretant les característiques del dispositiu dissenyat a la UAB i a l'IFAE, com els modes d'adquisició de dades per diferents altituds o el mètode d'alineament del làser amb l'eix òptic del dispositiu.

De manera pràctica, s'estudiaran les dades recollides pel dispositiu la nit del 4 de juliol de 2018. Això vol dir analitzar les dades del senyal rebut i el càlcul del coeficient d'extinció. També s'estudiarà el codi d'anàlisi [20] de les dades obtingudes per el Raman LIDAR per mitjà de la variació de paràmetres que es determinen manualment, i el càlcul posterior del coeficient d'extinció que en podem extreure.

La verificació de les dades utilitzades passa pel càlcul del coeficient de retrodispersió per calcular el *LIDAR Ratio* [17]. En obtenir valors negatius per al coeficient d'extinció (uns resultats impossibles físicament) es revisa el programa per tal d'obtenir uns resultats millors. Aquests donen uns valors del coeficient que entren en el rang esperat de valors d'aquest coeficient. Tot i això es compararan les dades recopilades de potència rebuda amb les que es mesurarien en cas que no hi hagués aerosols a l'atmosfera. En aquesta situació, les dades rebudes no podrien passar per sobre de la línia (en escala logarítmica) formada per aquesta hipotètica potència rebuda ja que només les línies elàstiques podrien sobrepassar-la puntualment per retrodispersió. En qualsevol dels casos la línia Raman, que no pateix aquest efecte, ens indica un error en la recopilació de les dades o en el seu tractament ja que en tot moment es troba per sobre de la línia que segueix el perfil molecular.

1 Objectius i motivacions

Un dels objectius principals era el de dur a terme un treball que no suposés exclusivament recerca i simulació, si no que permetés un contacte directe amb la física experimental. A tot això cal afegir-hi la curiositat per participar en un projecte internacional i les ganes de participar-hi en aquest. La visita al dispositiu Raman LIDAR (dissenyat i desenvolupat per l'Institut de Física d'Altes Energies (IFAE) juntament amb la Universitat de Nova Gorizia a Eslovènia) a l'assignatura *Introducció a l'Astrofísica* va ser el que em va descobrir aquest projecte que tenia lloc al campus de la universitat.

A nivell personal el fet de que l'aplicació directa del treball fos sobre els telescopis de radiació Cherenkov va ser un aspecte de pes; em fascinava pensar que l'atmosfera, que sempre havia suposat un obstacle per l'astronomia feta a la superfície terrestre, ara formava part de manera indispensable d'un dels dispositius de detecció d'astropartícules i raigs còsmics d'alta energia. Aquest canvi en l'enfoc d'un aspecte que a principis de segle suposava un impediment per prendre determinat tipus de dades (fins al punt d'enviar telescopis fora de l'atmosfera) i ara en canvi forma part de l'avantguarda de l'astronomia em sembla una gran lliçó sobre com enfrontar les dificultats que en principi pot semblar que ens imposa la naturalesa, per després tornar-les en favor de la recerca científica.

A un nivell acadèmic, l'objectiu directe era l'anàlisi de les dades proporcionades pel Raman LI-DAR el 4 de juliol de 2018 sobre les deu de la nit per tal de comprendre la composició atmosfèrica en aquell moment del dia. Principalment es miraran els efectes dels diferents paràmetres que controlen les aproximacions amb les que es tracten les dades. Per verificar els resultats obtinguts i el correcte funcionament del dispositiu es compararan els valors obtinguts amb els tabulats.

2 Projecte CTA, IACT i Barcelona Raman LIDAR

Actualment s'estan realitzant grans avenços científics en camps diferents de la física moderna. Entre ells els de la física de partícules, duts a terme a l'LHC, o la detecció d'ones gravitacionals pel LIGO. En aquest treball es pretén aprofundir en l'estudi de la radiació dels raigs gamma que arriben a la Terra amb energies molt elevades, des de les poques desenes de GeV fins als 300 TeV, i dels sistemes dels que disposem per detectar-los com els telescopis de radiació Cherenkov.

2.1 Telescopis de radiació Cherenkov

Aquests raigs gamma que posseeixen tanta energia no els detectem a la superfície terrestre, doncs l'atmosfera és opaca a aquestes longituds d'ona, si no que observem la llum Cherenkov que produeixen. Quan aquests rajos arriben des de l'espai exterior a la nostra atmosfera interaccionen amb les capes superficials d'aquesta, generant una cascada de partícules subatòmiques (*particle shower*). Les partícules que viatgen més ràpid per l'aire que la llum en aquest medi produeixen un flash de llum Cherenkov (fenòmen descobert pel científic rus Pavel Cherenkov l'any 1934). Això és possible ja que la velocitat de propagació de la llum és un 0.03% més lent en l'aire que en el buit. Aquesta llum arriba a la superfície de la Terra sobre una superfície de 250 m de diàmetre i perdura pocs nanosegons.

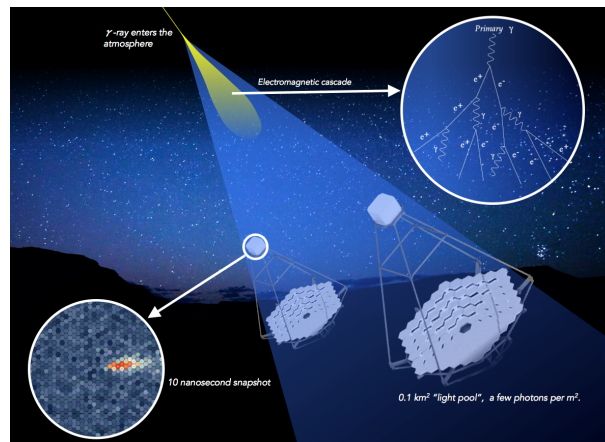


Figura 1: Esquema de la cascada de partícules (a dalt dreta) i els telescopis detectant la llum Cherenkov, mostrant una imatge de les dades recollides (abaix esquerra), imatge estreta de “How TCA detects Cherenkov light” [1].

Per tant, els telescopis de rajos gamma de molt alta energia (100 GeV - 100 TeV) són realment fotodetectors d'alta velocitat de feixos de llum Cherenkov que es produeixen en l'atmosfera. A més compten amb miralls que focalitzen la llum sobre aquestes càmeres que prenen fotos cada pocs nanosegons. Aquest sistema es representa a la figura 1. El coneixement de les característiques de les cascades de partícules permetrà posteriorment reconstruir el raig gamma original i podem deduir-ne l'origen i l'energia amb la que arriba a l'atmosfera.

2.1.1 Fonts de Radiació Gamma

En quant a les fonts d'aquesta radiació tan energètica és important deixar clar que no té un origen d'emissió tèrmica dels cossos celestes, ja que no hi ha cossos suficientment calents per emetre en aquest rang d'energies. Per tant, aquests compten amb altres mecanismes capaços de concentrar molta més energia en un sol fotó i per tant es tracta d'esdeveniments molt més violents. Entre d'altres fenòmens, les investigacions apunten a estudiar [2, 3]:

- Raigs còsmics, partícules de matèria a altes energies.
- Forats negres, una de les fonts de rajos gamma més energètics.
- Romanents estel·lars, explosions de supernova, púlsars, vents solars de sistemes binaris.
- La naturalesa de la matèria fosca i ampliar les fronteres de la física amb teories quàntiques de gravitació [3].

2.2 El projecte CTA

En quant a l'estudi d'astrofísica d'altres energies, i amb la referència de la tecnologia de la generació actual de detectors de rajos gamma, la que ens presenta el projecte de la Xarxa de Telescopis Cherenkov (CTA per les seves sigles en anglès) serà deu cops més sensible i suposarà una fita sense precedents en la detecció de radiació gamma de molt alta energia.

Aquest projecte compta amb un consorci de més de 30 estats membres i 1300 membres individuals. Aquest consorci va proposar CTA en 2005 [1, 4]. El consorci va crear l'empresa pública "CTA Observatory GmbH"(CTAO) per facilitar certes gestions i com embrió del futur observatori. La CTAO es finança per contribucions d'aquells estats membres que en vulguin formar part, i actualment són els 11 països mencionats més la ESO. Al 2017, el consorci va decidir cedir tots els poders de decisió sobre finançament, planificació i execució de la construcció i operació de l'observatori a la CTAO. Tenim doncs que l'IFAE i la UAB són membres del consorci de CTA, però Espanya és membre de CTAO. L'Institut d'Astrofísica de Canaries (IAC) té un rol especial sent membre del consorci, però també representa l'Estat espanyol a CTAO [5].

El projecte CTA compta amb dos xarxes al voltant del globus terrestre, una per cada hemisferi, cadascuna composta de diversos telescopis de diferents mides: els "Large Size Telescopes" (LST), de 23 m de diàmetre, els "Medium Size Telescopes" (MST), de 12 m de diàmetre, i dels "Small Size Telescopes" (SST), de 4 m de diàmetre del mirall. A l'hemisferi nord comptem amb l'observatori del Roque de los Muchachos a l'illa de La Palma a 2200 m d'altitud; allà estan instal·lats actualment els observatoris de raigs gamma del projecte MAGIC de radiació gamma, a més d'un gran ventall de telescopis òptics. El de l'hemisferi sud es troba a Chile, al desert d'Atacama, molt a prop de Paranal, on hi ha altres telescopis, com el "Very Large Telescope (VLT)". Aquest comptarà amb una superfície de fins a 4 km² que permetrà l'estudi dels rajos gamma de fins a 300 TeV. Els telescopis faran les primeres observacions de cara a l'any 2022, amb la previsió de completar el projecte sencer l'any 2025 [6].

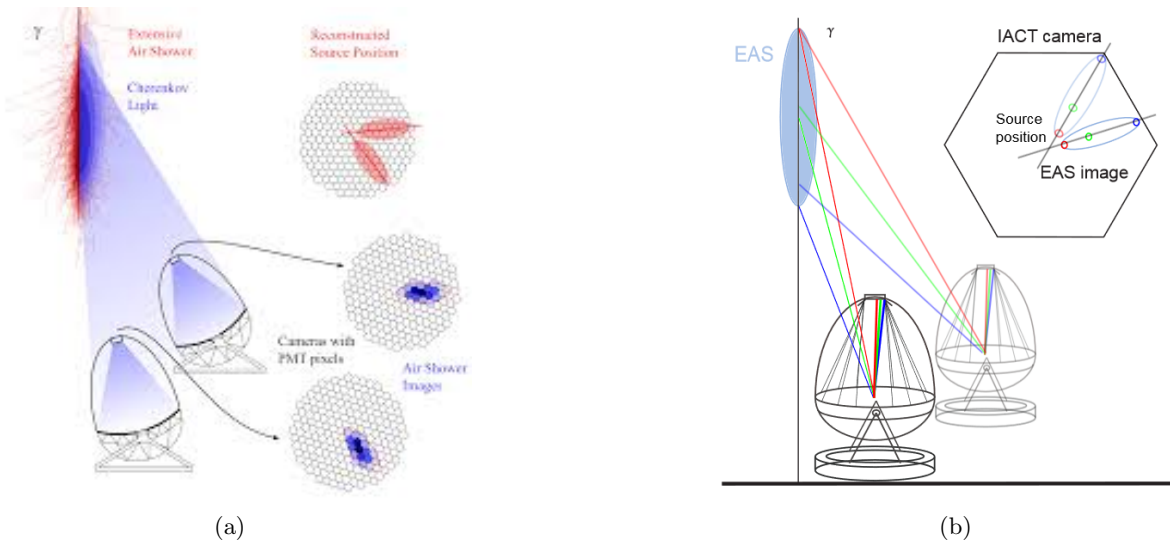


Figura 2: Esquemes de la generació d'imatges de fotons que arriben als telescopis, Cristian Fruck [7, 8].

2.3 La tècnica IACT

Les sigles IACT fan referència a *Imaging Atmospheric (o Air) Cherenkov Telescope*. Aquest sistema (o mètode) serveix per detectar fotons d'alta energia, de l'ordre dels GeV i dels TeV. La tècnica consisteix en la reconstrucció de la geometria de la cascada de partícules, del càlcul de la seva alçada i de la seva energia a partir de la imatge presa per els fotodetectors. Com es representa a la figura 2 les estacions d'observació no compten amb un sol sistema de detecció; ja que d'aquesta manera l'estudi en estèreo permet una major precisió en les observacions, és a dir una millor resolució angular i d'energia, i la possibilitat de suprimir el fons de llum dels raigs còsmics amb molt més eficiència.

A la figura també podem observar que les imatges generades pels telescopis tenen forma el·líptica, ja que la posició a la imatge fa referència a l'altitud a la que s'ha generat el fotó detectat; la de major altitud tindrà un angle d'incidència menor, i per tant sortirà més centrada a la imatge. Els punts s'allunyan del centre a mesura que s'hagin emès a menors altituds. Aquest fenomen es pot apreciar amb claredat a la figura 2b.

Els projectes actuals que compten amb aquesta tecnologia són el MAGIC, H.E.S.S. i VERITAS. Aquests projectes, encara que cobreixen una superfície a terra de només centenars de metres al quadrat, són sensibles a raigs gamma incidint sobre una superfície a terra corresponents a 10^5 m^2 o més [9, 10, 11].

2.4 Dispositius LIDAR

2.4.1 Caracterització atmosfèrica

Tal com s'ha exposat amb anterioritat l'atmosfera actua com un element intrínsec dels instruments de mesura de l'energia i determinació de la direcció dels rajos gamma i, per tant, s'ha de caracteritzar correctament per reduir l'error que podem cometre degut al seu estat. En aquesta tasca és on entra l'IFAE i la UAB amb el seu Raman LIDAR.

El terme LIDAR té l'origen en el canvi de *li* per light en comptes de *ra* per radio al radar [12]. El seu funcionament és similar al del radar, ja que determina la distància a un punt en funció del temps que triga la llum en anar, rebotar i tornar. És un sistema gairebé tan antic com el làser ja que aquest oferia una font de llum visible i infraroja d'alta intensitat i petita divergència, ideal per al seguiment remot de diferents propietats atmosfèriques. Aquesta tecnologia consisteix en l'emissió de llum i la mesura de la quantitat que arriba al dispositiu, per efecte de la dispersió de Rayleigh on la llum es dispersa de manera elàstica amb les molècules que conformen el medi de propagació.

Per tal de conèixer les variables que prenen part en aquest mètode mirem l'equació de dispersió [8]:

$$dN(r) = CO(r)N_0G(r)\frac{A}{r^2}\beta(r)e^{2\int_0^r \alpha(r')dr'} dr \quad (1)$$

On el terme $dN(r)$ fa referència al nombre diferencial de fotons que rebem al telescopi del LIDAR, i N_0 el nombre de fotons emesos pel làser per pols. Els termes C i $G(r)$ fan referència a l'eficiència en la detecció i a factors òptics i geomètrics, on podríem incloure l'*Overlap Factor* $O(r)$ explicat a la figura 3. L'angle sòlid es representa com l'àrea entre la distància al quadrat: A/r^2 .

El factor $\beta(r)$ és el coeficient local de retrodispersió i $\alpha(r)$ és el coeficient local d'extinció del medi. Aquests dos últims paràmetres són funcions desconegudes dins de la equació (1), i una possible solució és trobar α empíricament i utilitzar-ho amb la següent relació:

$$\beta = C\alpha^k, \quad k = 0.7 \dots 1.0 \quad (2)$$

On C és una constant i k un paràmetre que pot variar. Aquesta solució va ser proposada per J. D. Klett als anys vuitanta [14].

A mesura que ha millorat la tecnologia s'ha pogut passar de l'estudi de la presència d'aerosols i l'altura dels núvols al de característiques més sofisticades; com la caracterització de les capes de diferents gasos presents a l'atmosfera, afegint l'estudi de freqüències diferents a les que aporta el làser del dispositiu degut a l'efecte Raman, ja que l'emissió de fotons no conserva la longitud d'ona original.

2.4.2 Raman LIDAR

La tecnologia Raman LIDAR fa ús de la retrodispersió inelàstica feble de la llum sobre les molècules de l'atmosfera. Excita els modes vibracionals i rotacionals d'aquestes, entrant en joc

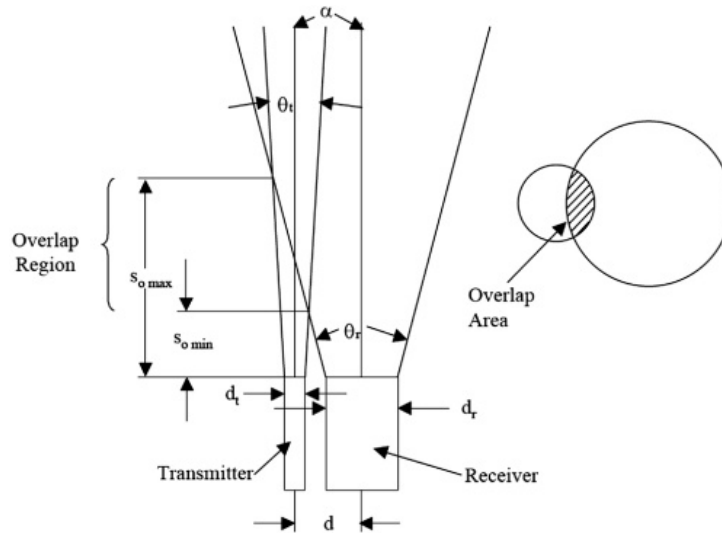


Figura 3: Diagrama del motiu físic d'afegir la funció d'Overlap en l'equació (1) ja que el con del làser i el de visibilitat del telescopi no coincideixen totalment fins un determinat valor d'alçada [13].

fenòmens quàntics en l'absorció d'energia per arribar a aquests modes. Això provoca desviacions sobre la freqüència de la llum resultant de la col·lisió amb pics molt marcats, que són particulars per cada àtom o molècula present a l'atmosfera. A partir de les mesures d'aquestes desviacions podem saber la quantitat de material que hi ha de cada element per diferents altituds, el que suposa un coneixement més detallat que el que podem obtenir amb un LIDAR convencional. D'altra banda, si coneixem aquesta quantitat, podem saber els coeficients d'extinció de la llum per cada altitud.

Per tant, a diferència de l'efecte de la dispersió de Rayleigh que suposarem elàstica ($\nu_i = \nu_{scatter}$), la dispersió per efecte Raman provoca una variació en la freqüència $\Delta\nu$, ja que es veu modificada al tractar-se d'una interacció inelàstica. A la figura 4 podem apreciar les diferents seccions eficaces de retrodispersió de la dispersió de Rayleigh (el pic més elevat) i la que pateixen per efectes Raman rotacional i vibracional.

És important aclarir que les *Q-branch* fan referència a $\Delta J = 0$, és a dir; el nombre quàntic associat a la rotació de l'àtom és el mateix abans i després del scattering [16]. A la figura s'observa que les longituds d'ona han augmentat, i per tant la freqüència ha hagut de disminuir. Això indica que part de l'energia s'ha cedit a la mol·lècula responsable de la interacció.

A la figura 4 també podem apreciar la diferència d'ordres de magnitud entre les diferents seccions eficaces. Això es tradueix en una relació directa entre el nombre de fotons que rebotaran, i per tant la visibilitat de l'efecte Raman es pot veure reduïda més de quatre ordres de magnitud comparativament amb la dispersió de Rayleigh.

Per tant, els làsers dedicats a la caracterització atmosfèrica amb aquest sistema hauran de comptar amb una substancial millora en la potència. A més, els miralls amb els que compten

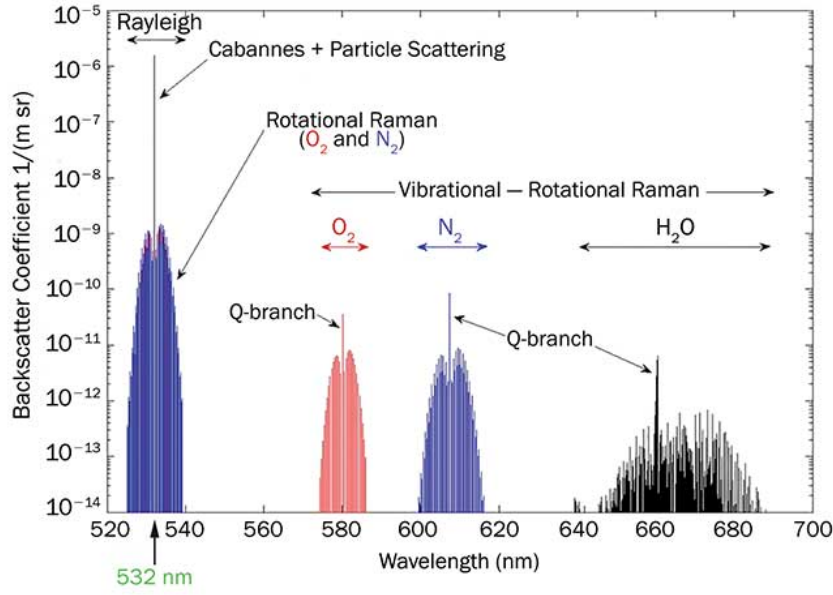


Figura 4: Secció eficaç de retrodispersió en funció de la variació de longitud d'ona (fàcil d'interpretar com variació de freqüència) en escala semilogàrítica[15].

hauran de ser majors (dels 60 cm de diàmetre als 2 m) per tal de poder captar més llum retrodispersada. Degut a la diferència de magnitud entre la radiació de fons durant el dia i la baixa potència de la línia Raman aquests telescopis no poden funcionar de dia, com si que ho poden fer els LIDAR més simples.

Podem utilitzar una equació equivalent a (1) però que estigui adaptada per a l'estudi de línies Raman de retrodispersió al LIDAR. Anomenem $P_{\lambda_0}(r)$ a la potència rebuda pel làser, el nombre de fotons per puls i interval de distància (és a dir, de temps). Denotant amb $K_{\lambda_0}N(r)$ la potència emesa originalment, obtenim:

$$P_{\lambda_0}(r) = K_{\lambda_0}N_0 \frac{O(r)}{r^2} [\beta_{\lambda_0}^{aer}(r) + \beta_{\lambda_0}^{mlc}(r)] \times \exp\left\{-2 \int_0^r [\alpha_{\lambda_0}^{aer}(z) + \alpha_{\lambda_0}^{mlc}(z)] dz\right\} \quad (3)$$

$$P_{\lambda_R}(r) = K_{\lambda_R} \frac{O(r)}{r^2} n(r) \frac{d\sigma_{\lambda_R}(\pi)}{d\Omega} \times \exp\left\{-\int_0^r [\alpha_{\lambda_0}^{aer}(z) + \alpha_{\lambda_0}^{mlc}(z) + \alpha_{\lambda_R}^{aer}(z) + \alpha_{\lambda_R}^{mlc}(z)] dz\right\} \quad (4)$$

A l'equació (3) podem veure una equació equivalent a (1) en la que es contempen les aportacions dels aerosols (*aer*) i moleculars (*mlc*). L'equació (4) inclou el terme $n(r)$ que fa referència al nombre de densitat molecular, per al nitrogen i l'oxigen. Mentre a l'equació (3) podem mantenir el factor dos davant de la integral ja que els coeficients d'extinció a la anada i a la tornada són idèntics, doncs la longitud d'ona es conserva en la interacció elàstica; això no es pot aplicar a la equació (4) ja que després de la dispersió el coeficient d'extinció es veu afectat per la variació en la longitud d'ona, aspecte en el que mostra una forta dependència. També apareix el factor de la secció eficaç de la retrodispersió Raman.

2.4.3 Determinació del coeficient d'extinció

Amb les equacions (3) i (4) podem trobar els valors dels paràmetres $\alpha_{\lambda_0}^{aer}$ i $\beta_{\lambda_0}^{aer}$ [17]. En primer lloc, prenem l'equació (4) i aïllem l'integrand de l'exponent, obtenint:

$$\alpha_{\lambda_0}^{aer}(r) + \alpha_{\lambda_0}^{mlc}(r) + \alpha_{\lambda_R}^{aer}(r) + \alpha_{\lambda_R}^{mlc}(r) = \frac{d}{dr} \left[\ln \frac{N(r)}{P_{\lambda_R}(r)r^2} \right] + \frac{d}{dr} \ln O(r) \quad (5)$$

On podem menysprear el terme de la derivada de la funció *Overlap* ja que aquesta té un valor de 1 i pràcticament no varia, per tant la seva derivada s'anul·la. A continuació, per obtenir el coeficient d'extinció a la longitud d'ona transmesa, podem utilitzar l'exponent d'Ångström que ens expressa la dependència entre coeficients i longituds d'ona:

$$\frac{\alpha_{\lambda_0}^{aer}}{\alpha_{\lambda_R}^{aer}} = \left(\frac{\lambda_R}{\lambda_0} \right)^k \quad (6)$$

Per tant, si juntem les expressions (5) i (6) obtenim la següent expressió per al coeficient d'extinció:

$$\alpha_{\lambda_0}^{aer}(r) = \frac{\frac{d}{dr} \left[\ln \frac{N(r)}{P_{\lambda_R}(r)r^2} \right] - \alpha_{\lambda_0}^{mlc}(r) - \alpha_{\lambda_R}^{mlc}(r)}{1 + \left(\frac{\lambda_R}{\lambda_0} \right)^k} \quad (7)$$

De l'equació (7) en coneixem tots els factors de la part dreta i si tenim un model exacte del perfil de densitat molecular¹ resulta senzill obtenir el coeficient dels aerosols, ja que pel model de Rayleigh sabem que serà proporcional a aquesta densitat. Per altra part, el coeficient de retrodispersió $\beta_{\lambda_0}^{aer}$ l'aconsegüim expressant el quocient

$$\frac{P_{\lambda_R}(R_0)P_{\lambda_0}(r)}{P_{\lambda_0}(R_0)P_{\lambda_R}(r)} \quad (8)$$

i reordenant els termes, de manera que obtenim:

$$\begin{aligned} \beta_{\lambda_0}^{aer}(r) &= -\beta_{\lambda_0}^{mlc}(r) + [\beta_{\lambda_0}^{aer}(R_0) + \beta_{\lambda_0}^{mlc}(R_0)] \cdot \\ &\cdot \frac{P_{\lambda_R}(R_0)P_{\lambda_0}(r)}{P_{\lambda_0}(R_0)P_{\lambda_R}(r)} \cdot \frac{n_R(r)}{n_R(R_0)} \cdot \\ &\cdot \frac{\exp \left\{ - \int_{R_0}^r [\alpha_{\lambda_R}^{aer}(z) + \alpha_{\lambda_R}^{mlc}(z)] dz \right\}}{\exp \left\{ - \int_{R_0}^r [\alpha_{\lambda_0}^{aer}(z) + \alpha_{\lambda_0}^{mlc}(z)] dz \right\}} \end{aligned} \quad (9)$$

De l'equació (9) coneixem tots els coeficients d'extinció, ja sigui per l'equació (7) o pel model de Rayleigh; els perfils de densitat anteriorment utilitzats; les propietats mesurades del Raman LIDAR i els coeficients de retrodispersió moleculars. Cal destacar que el terme del coeficient de

¹Aquestes dades de densitats atmosfèriques es poden obtenir de la *European Center for Medium-Range Weather Forecasts* (ECMWF, <https://www.ecmwf.int/>). També podrien servir les dades de l'equivalent americà: GDAS.

retrodispersió dels aerosols és desconegut, però es pot superar aquesta dificultat escollint R_0 de manera adient en una regió on aquest coeficient sigui zero.

Per tal de verificar els resultats obtinguts es tindrà en compte el LIDAR Ratio, que és una relació entre els paràmetres α^{aer} i β^{aer} . Definim doncs $LR = \alpha^{aer}/\beta^{aer}$; Podem veure els diferents valors que pren aquest factor per diferents partícules en suspensió a la taula 1.

Taula 1: valors típics del factor LR per diferents aerosols per la longitud de 532 nm, determinats per un Raman LIDAR, Leibniz Institute for Tropospheric Research, pàgina 112 [17].

Constituents dels aerosols	LR [sr]
Partícules marines	20 – 35
Pols del Sahara	50 – 80
Partícules urbanes de baixa absorció	35 – 70
Partícules producte de cremar biomassa	70 – 100

$$LR_{mol} = \frac{8\pi}{3}, \quad LR_{aer} \sim [20...100] \quad (10)$$

2.5 Projecte UAB-IFAE Raman LIDAR

És un projecte desenvolupat conjuntament entre l'Institut de Física d'Altes Energies (IFAE) i la Unitat de Física de Radiacions (UFR) del departament de física de la UAB. El que pretén és la caracterització, en escales de menys d'un minut, de l'extinció present a l'atmosfera deguda a aerosols a alçades de fins a 20 km (ja que les cascades que es pretén detectar es generen a 15 km) amb una incertesa sobre la transmissió aerosòlica de < 0.05 . L'objectiu és que es mantingui operatiu durant 30 anys, necessitant el mínim de reparacions possibles (una rellevant cada cinc anys).

2.5.1 Estructura del dispositiu

Tot el sistema, telescopi, làser i ordinador per recollir les dades, es troba a l'interior d'un contenidor capaç d'obrir-se per la meitat del sostre amb dos braços hidràulics. Aquest sistema facilita el transport de tots els elements i els protegeix quan està tancat. Un altre element de protecció són els quatre pètals que cobreixen el mirall principal per protegir-lo de possibles cops i la pols; a més evita que en dies solejats la llum solar incideixi sobre els fotodetectors d'alta sensibilitat, ja que podrien cremar-se.

El telescopi i el làser es troben sobre una estructura que els mou sol·lidariament; aquest xassís s'encarrega del suport de mirall focalitzador, i manté el sistema òptic que recull la llum reflectida en la seva focal. Porta acoblat el braç robotitzat on s'instal·la el làser, que té el moviment motoritzat per tal d'alinejar-lo amb els dos miralls que permeten alinear el feix amb l'eix òptic del telescopi (figura 5), fent possible que la funció d'*Overlap* arribi a 1 en un rang molt més reduït de distància. Així passem de muntatges com els de la figura 3 al que es mostra en la figura 6 que és capaç d'assolir el màxim a uns 200 m de distància. Per tal d'estudiar les distàncies encara més properes es va instal·lar un altre dispositiu, el *Near Range*, que permet determinar



Figura 5: Imatge il·lustrativa del sistema de miralls que alinea el làser amb l'eix òptic del telescopi.

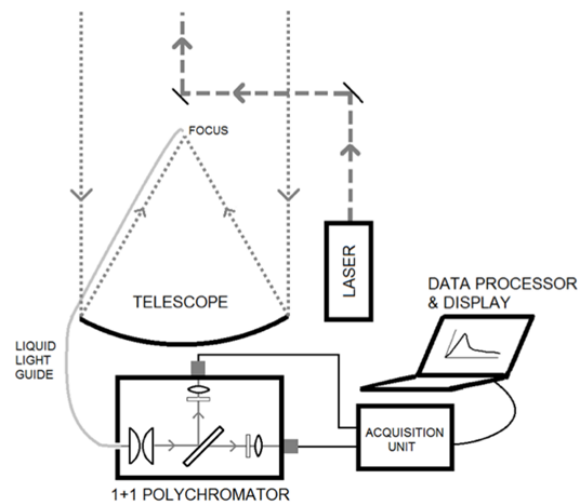


Figura 6: Esquema de les parts del Raman LIDAR de l'IFAE, extret de la presentació *CCF-CTA Barcelona meeting* amb el permís de Markus Gaug, Octubre de 2017.

els coeficients d'extinció per distàncies de poques desenes de metres [18].

La nostra font de llum és un làser polsat de Nd:YAG molt potent de $\lambda = 1064$ nm amb un duplicador i triplicador de freqüència. Per tant les longituds d'ona que és capaç d'emetre són de 355 nm, 532 nm i de 1064 nm [19].

Per a la recopil·lació de dades es compta amb quatre fotodetectors molt sensibles, un per cada línia de llum que es pretén estudiar, que compten els fotons que els arriben. El feix recollit es separa prèviament a l'anàlisi amb un policromador, construït al IFAE específicament per poder separar les senyals rebudes: les dues línies elàstiques i les dues de dispersió Raman.

2.5.2 Funcionament del Raman LIDAR

L'objectiu és la detecció de la presència d'aerosols a diferents altituds de l'atmosfera, i obtenir el seu coeficient d'extinció (7) per tal d'aconseguir la major precisió possible a les observacions del telescopi CTA que s'està construint a l'observatori de Roque de Los Muchachos.

Un cop s'ha emès la llum i torna de l'atmosfera es recull primer amb el mirall i després amb una guia líquida col·locada sobre la focal d'aquest. Finalment és transportada fins el sistema de lectura. Aquest separarà, amb el policromador, les diferents longituds d'ona a estudiar, que es filtren de la següent manera:

- 355 nm i 532 nm per la dispersió elàstica de Rayleigh.
- 387 nm i 607 nm per la dispersió Raman deguda a la presència de N_2 .

És important destacar el fet de que aquestes longituds d'ona no pateixen absorció atmosfèrica. Aquesta característica és un punt clau per la determinació del coeficient d'extinció, objectiu final del dispositiu.

Recordem que el *Near Range* és l'element que s'encarrega de l'anàlisi de les dades per distàncies properes, des de a partir dels 30 m fins més de 200 m. Amb aquest sistema, la funció *Overlap* de l'equació (4) pren el valor de la unitat al cap de pocs metres. En aquest punt s'ha de fer un cal·libratge entre les dos senyals rebudes. Aquest es duu a terme en les regions on les dues senyals són fiables simultàniament ja que les dades que aporten han de coincidir.

Per tal d'aconseguir la màxima fiabilitat per les dades obtingudes i per un treball òptim de l'aparell és indispensable que el feix làser original i l'eix òptic del telescopi estiguin alineats. Aquest objectiu s'assoleix a partir d'un motor situat en la part anterior del làser que permet la seva orientació amb una alta precisió angular. El procediment seguit encara és bastant manual; s'orienta a ull nu en un principi i posteriorment es realitzen mesures orientant el làser amb el motor fent un escombrat en eixos X i Y , buscant la posició on el senyal és màxim. En un futur es buscarà l'automatització d'aquest procés.

2.5.3 Recopilació de les dades

El sistema de detecció de llum compta amb dos règims per al posterior anàlisi del senyal retro-dispersat; l'analogic i el comptador de fotons (*photon counter*).

La part analògica s'encarrega de la part més propera al nostre telescopi, on la intensitat del senyal que retorna és molt elevada. A mesura que ens allunyem de la font làser, aquest senyal es debilita fins a ser de l'ordre dels pocs fotons, o nul·la. En aquests casos és útil utilitzar el comptador de fotons o *photon counter*; ens indica si detecta un fotó en petits intervals de temps. S'encarrega de fer una mitjana entre tots els senyals que rep dels diferents polsos que envia el làser en pocs segons, obtenint així un nombre mitjà de fotons per cada *bin* d'informació. Aquest sistema però, no resulta fiable si la quantitat de fotons que arriba al detector supera els dos fotons cada 10 ns ja que suposem una amplada del pols elèctric generat per cada fotó de 5 ns, i els polsos començaran a solapar-se.

Serà necessari doncs un ajust entre les dades preses per ambdues tècniques. Això és possible gràcies a una regió de l'atmosfera que ens aporta certa compatibilitat entre els dos sistemes de recopilació. Aquest mètode, juntament amb les funcions d'ajust que es poden aplicar a la mitjana produïda pel comptador de fotons, es troba implementat al codi utilitzat [20].

3 Dades obtingudes

3.1 Descripció de les dades

El que es pretén estudiar són els coeficients d'extinció atmosfèrics a diferents alçades, amb els mètodes que es descriuran més endavant. Aquests paràmetres es podran determinar per a diferents altures ja que comptem amb diferències de temps en les dades recollides que indiquen una major distància de retrodispersió en la llum rebuda. Podem determinar d'aquesta manera el coeficient d'extinció atmosfèric per diferents longituds d'ona a diferents distàncies de terra i al llarg de la nit, ja que es tracta d'un procés dinàmic.

Les dades que ha recollit el nostre LIDAR són les obtingudes el 4 de juliol del 2018. El cel nocturn que s'ha estudiat és el de la Universitat Autònoma de Barcelona, ja que és on està situat el Raman LIDAR.

3.2 Codi d'anàlisi

Les dades recollides per el sistema del LIDAR s'emmagatzemen i s'analitzen posteriorment amb un programa de codi Python. El codi ha estat escrit per en Scott Griffiths de l'Institut de Física d'Altes Energies (IFAE) i en Markus Gaug, de la Unitat de Física de Radiacions de la UAB. El programa fa un seguit de correccions a les dades recopilades que s'explicaran a continuació [21]:

- Correcció del temps mort (*Dead time*).
- Retard del disparador.
- Substracte del soroll de fons (atmosfèric i electrònic).
- Mètode per combinar senyals analògica i del comptador de fotons (*Gluing*).

Aquest codi s'encarrega de fer l'anàlisi de les dues seqüències de dades obtingudes per cada línia de retrodispersió: l'analògica i la que realitza el photon counter i de l'assemblatge dels dos arxius de dades. Aquest procés d'acoblament dels dos senyals mesurats s'aprofita per el posterior càlcul dels coeficients d'extinció de l'atmosfera per diferents altures, ja que permet obtenir un senyal continu en el nombre de fotons que rebem.

Les dades del nombre de fotons rebut s'emmagatzemen en *bins*, cadascun amb la durada de 50 ns (és a dir, 7.5 m recorreguts a la velocitat de la llum). La llum que utilitza el Raman LIDAR és la de 355 nm i 532 nm de longitud d'ona, ja que aquestes es troben a l'interval de màxima sensibilitat dels telescopis IACT. En aquestes dues línies la llum no pateix absorció atmosfèrica, només dispersió. Per tant, el coeficient d'extinció és el mateix que el de dispersió.

3.2.1 Correcció de temps mort

Fa un ajust al senyal mesurat pel *photon counter* que permet que fiable a distàncies més curtes, ampliant d'aquesta forma la regió on aquest senyal és compatible amb l'analògic.

Aquesta correcció ve regida al codi sota el paràmetre *deadtime*, que inicialment té un valor de 0.062 i que és possible variar manualment.

3.2.2 Retard del disparador

El retardament entre la sortida de la llum pel làser i l'inici de la presa de dades pot ser responsable de grans errors en l'anàlisi per baixes altituds, de l'ordre del quilòmetre. Aquest error és més significatiu a prop de terra ja que és quan la densitat de fotons és major. La correcció temporal ha de ser diferent per cada canal d'adquisició de dades. Aquests paràmetres d'ajust entre senyals es poden determinar experimentalment de diverses maneres: a partir de fer coincidir els senyals rebuts quan es compta amb un núvol en el zenit, o fent coincidir la pujada inicial dels senyals (aquest nostre projecte fa ús del segon mètode explicat).

Aquest paràmetre queda determinat al codi amb l'*offset*, inicialment amb uns valors d'*offset* de 6 *bins* temporals per a la línia anàloga, i -2 *bins* per a la línia de *Photon Counting*.

3.2.3 Substracció del soroll de fons

Aquesta correcció filtra el senyal en front del soroll fotònic produït per la radiació residual del cel nocturn. Per la correcció del senyal deguda a la radiació celeste assumim que aquest efecte es concentra a les regions elevades de l'atmosfera, on els efectes de la retrodispersió són negligibles i gran part de les mesures es deuen a radiació de fons. Per tant, és suficient mesurar una intensitat mitjana en una determinada regió i posteriorment extreure-la a tot el senyal mesurat.

Actualment el rang en el qual es calcula la mitjana és establert en un inici en 5000 *bins* temporals, però es modifica aquest valor a través de la variable *bg_range*. Aquesta ens indica el nombre de *bins* temporals sobre els que farem la mitjana per extreure, començant a comptar des del final.

3.2.4 Combinació de senyals (*Gluing*)

Aquest mètode utilitza el mètode proposat per Lange et al. [22] i s'anomena *Gluing*. Serveix per combinar l'adquisició simultània de dades pels dos mètodes esmentats. Tot i que els dos arxius de dades es poden llegir de manera individual, aquest mètode permet combinar la linealitat del comptador analògic destinat la secció d'alta densitat de fotons amb el comptador individual, que mostra més precisió per les senyals de baixa intensitat. Aquest mètode fa un ajust de reescalament-offset (i.e. $y' = ay + b$) entre el valor del senyal del photon counter (V^{PC}) i el de l'anàlogic (V^{A}) en un determinat interval I , i mesura la diferència quadràtica dels senyals (ε_I^2) minimitzant-la:

$$\min \left\{ \sum_I |\varepsilon_I|^2 \right\} = \min \left\{ \sum_{i \in I} |V_i^{\text{PC}} - (aV_i^{\text{A}} + b)|^2 \right\} \quad (11)$$

amb I interval d'ajustament dels senyals. Podem utilitzar el valor de (11) com un indicador de la qualitat del ajust, així com la cerca de la validesa dels paràmetres (a, b) utilitzats: si calculem el valor de a , b i ε_I entre el *bin* i fins al *bin* $i + I$, i ho fem per tots els valors possibles obtindrem un mínim en el valor de la funció error que permetrà establir els valors dels paràmetres a i b . Amb aquest mètode es pot arribar fins al 1% de fiabilitat per al paràmetre a , molt més gran que b .

Aquest procés necessita els valors del codi de *deadtime* amb un valor inicial de 0.0062 tal i com s'explica a la secció 3.2.1; i el *DeltaRs*, que fa referència a l'amplada de l'interval I en metres a l'equació (11), amb valors de (4500, 3000, 400).

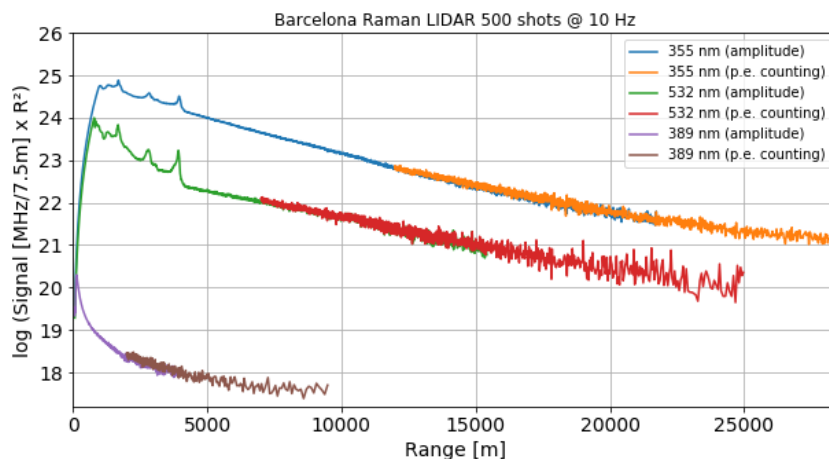


Figura 7: Logaritme del senyal rebut en funció de la distància, paràmetres de càlcul originals.

3.2.5 Càlcul dels coeficients d'extinció i retrodispersió

El càlcul del coeficient d'extinció dels aerosols ve donat per la fórmula (7) on l'única variable que necessitem per obtenir el coeficient d'extinció és el nombre de fotons que rebem. Per tant, és necessari el codi que unifica els dos mètodes de presa de dades descrit anteriorment per tal de poder derivar una funció contínua.

La part del programa encarregada del càlcul del coeficient d'extinció es basa en dos paràmetres: *y_filt_window* i *y_filt_poly*. Aquestes pertanyen a la part del codi que fa referència al filtre que hem d'aplicar a les dades abans de poder calcular el coeficient en qüestió. Aquest filtre es diu de *Savitzky-Golay* [23] i té l'efecte de suavitzar la funció sobre una finestra de dimensions *y_filt_window* sota un polinomi de grau estipulat per la variable: *y_filt_poly*.

La part del codi encarregada de la tasca del càlcul del coeficient de retrodispersió dels aerosols (i per tant del càlcul del *LR*) es va desenvolupar després de detectar els errors comentats en la secció 3.3.3, ja que es va detectar un problema del programa encarregat de l'anàlisi de dades. Posteriorment es va arreglar aquesta part per arribar al càlcul final dels coeficients d'extinció i del *LR*.

3.3 Resultats obtinguts

3.3.1 Variació dels paràmetres

Ja que el programa de Python amb el que analitzem les dades requereix que part dels paràmetres necessaris per l'anàlisi s'introdueixin manualment, hem observat les variacions que presenta el gràfic que combina els dos mètodes d'adquisició de dades per les diferents línies de llum (retrodispersió elàstica i inelàstica). A la figura 7 podem veure les dades de tres de les línies de llum comentades a la secció 2.5.2. Cal destacar el fet de que no s'observen les quatre degut a que la línia Raman de major longitud d'ona no es trobava operativa en el moment de l'adquisició de dades degut a problemes tècnics del dispositiu.

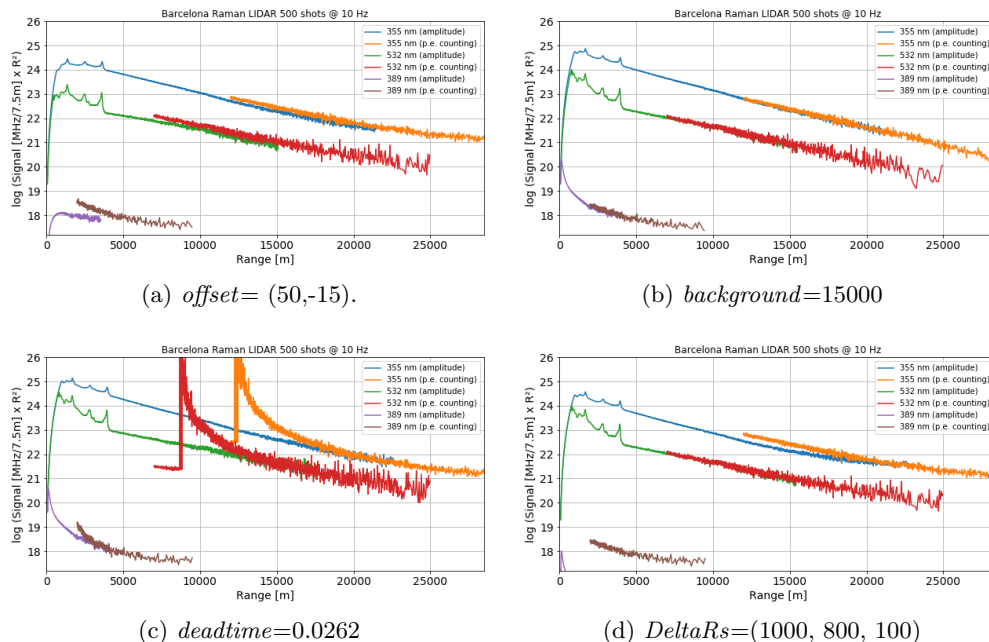


Figura 8: Variacions individuals dels paràmetres que es determinen manualment del codi.

Si variem els paràmetres esmentats en les seccions de cada correcció, obtenim els resultats que es mostren a la figura 8. Al gràfic 8a podem apreciar la importància de l'*offset* a l'hora d'acoblar correctament les seccions de dades per cada línia de llum. Pel que fa al *background* veiem com els últims trams del *photon counter* pateixen més perturbacions, ja que és la regió on més significatiu és l'efecte d'aquest paràmetre. La variable *deadtime* és un factor clau per tenir una correcció acceptable, ja que una variació notable té efectes desastrosos en les dades. Pel que fa a la reducció de *DeltaRs* a un quart dels valors convencionals, podem veure que l'aproximació del *Gluing* es redueix a una secció menor de les dades, i per tant el senyal conjunt mostra discontinuïtats que acabaran afectant al posterior càlcul del coeficient d'extinció.

3.3.2 Coeficient d'extinció (primeres mesures)

Els coeficients d'extinció obtinguts es mostren al gràfic de la figura 9a on s'expressa el valor d'aquest coeficient per a diferents altituds. A la figura 9b podem veure com la modificació a l'alça dels dos paràmetres que determinen el càlcul d'aquest coeficient suavitzen les variacions locals, però incrementen la distància relativa entre pics.

Per inspecció podem veure que els pics d'extinció es troben a les mateixes posicions per les que veiem pics en els gràfics del logaritme del senyal. Pel que fa a l'elecció dels paràmetres escollits faria falta obtenir els valors de la funció *Lidar-Ratio* per obtenir els que millor s'ajusten als proposats a la taula 1.

El codi utilitzat en l'anàlisi no estava acabat, i un dels forats restants era el coeficient de retrodispersió a partir de la fórmula (9) sense el qual no és possible el càlcul del *LR* per tal de verificar els resultats del coeficient d'extinció. En vista d'aquest últim problema s'ha procurat

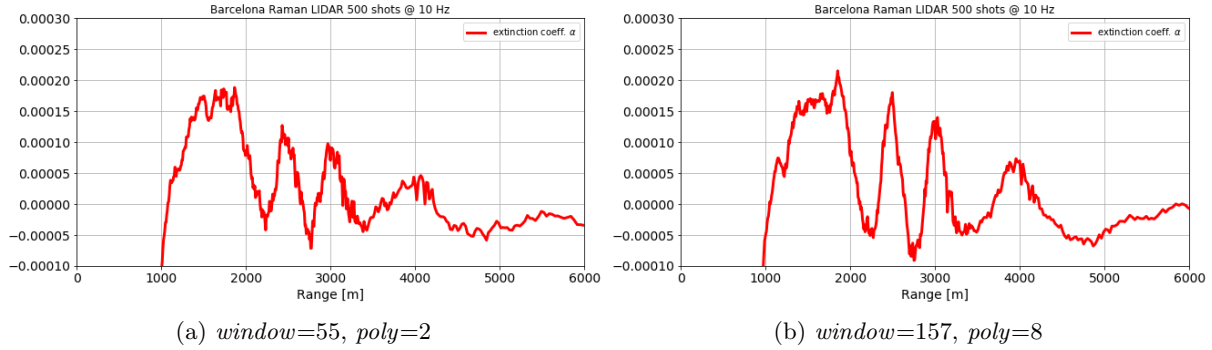


Figura 9: Esquerra: coeficient d'extinció obtingut a partir dels valors de les variables proposats a seccions anteriors. Dreta: coeficient obtingut modificant els paràmetres manualment.

el càlcul del coeficient de retrodispersió molecular per simular el senyal que hauríem de rebre per seccions sense núvols o aerosols. Aquest coeficient ha de ser proporcional al perfil de densitat molecular atmosfèric, proporcionat per la ECMWF. Les dades es verifiquen de la següent manera: en el cas de les línies elàstiques, el nombre de fotons rebut hauria d'estar per sota ella, arribant a sobrepassar-la només en situacions on hi ha molta retrodispersió (per exemple un núvol), on es podrien admetre pics per sobre d'aquesta. En canvi, per les línies Raman, només poden estar per sota ja que no tenim retrodispersió; exclusivament hi ha l'extinció.

Aquestes suposicions haurien de formar una línia que segueixi la següent equació obtinguda de (3):

$$\ln(P_\lambda(r)r^2) = \underbrace{\ln(KNO)}_{const.} + \ln(\beta_\lambda^{mlc}(r)) - 2 \underbrace{\int_0^{r_{max}} \alpha_\lambda^{aer}(z) dz}_{const.} - 2 \int_0^r \alpha_\lambda^{mlc}(z) dz \quad (12)$$

El valor de la integral és constant a partir de certa distància r_{max} a la qual deixen d'apareixer aerosols. Els coeficients moleculars d'extinció i retrodispersió utilitzats per obtenir la suposada potència rebuda s'obtenen del perfil de densitat atmosfèrica. Podem absorbir totes les constants per tal de simplificar l'equació, obtenint:

$$\ln(P_\lambda(r)r^2) = Const. + \ln(\beta_\lambda^{mlc}(r)) - 2 \int_0^r \alpha_\lambda^{mlc}(z) dz \quad (13)$$

Per les línies Raman s'obtenen unes equacions similars partint de l'equació (4).

3.3.3 Discussió dels primers resultats

Per determinades regions el valor del coeficient d'extinció resulta ser negatiu. Això és un problema greu ja que no té cap sentit físic que aquest paràmetre prengui valors negatius. Indica un possible error en el codi d'anàlisi de les dades.

Per comprovar la veracitat de les dades obtingudes cal comprovar que les dades aportades per el

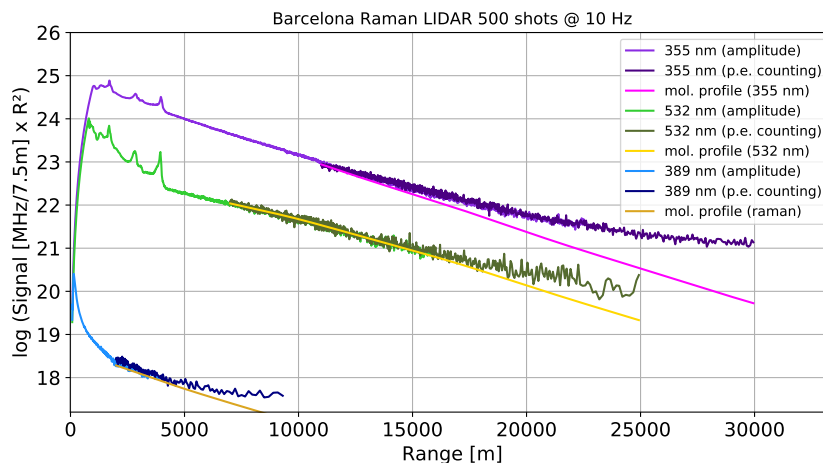


Figura 10: Logaritme del senyal rebut amb la simulació dels resultats que s’haurien obtingut només contemplant els coeficients de dispersió molecular, *mol. profile* a la imatge.

LIDAR queden per sota dels senyals simulats suposant exclusivament dispersió molecular. Tot i que a la figura 10 les dues línies elàstiques podrien presentar un comportament extraordinari però possible físicament (es podria entendre que el sobrepass és degut a la retrodispersió per núvols), la línia Raman no hauria de trobar-se per sobre d’aquesta línia. Amb aquesta conclusió no podem prendre la superació de les línies elàstiques com soroll a causa dels components atmosfèrics i això indica un possible error en la presa o en el tractament de les dades obtingudes. Aquest descobriment va permetre descobrir errors en el tractament de les dades. Entre d’altres es tractava de l’anàlisi de dades per al càlcul del coeficient d’extinció a les que encara no se les havien realitzat les correccions pertinents. Per tant, podíem arribar a tenir resultats que semblaven els esperats però que resultaven ser incorrectes.

3.3.4 Coeficient d’extinció (segona mesura)

Un cop descoberts els problemes descrits anteriorment s’ha procedit al càlcul dels coeficients d’absorció i retrodispersió aerosolics. Aquests es mostren a la figura 11 i podem apreciar com, per exemple, l’extinció no pren valors negatius. Amb aquestes figures podem apreciar com es manté l’estructura dels tres pics que també apreciàvem a les graficacions dels logaritmes del senyal i del càlcul del coeficient d’extinció. No només això sinó que es troben ubicades en les mateixes regions de l’espai. El primer pic del coeficient pot tenir un origen en la capa de pols que és més propera al terra, així com també pot patir efectes de saturació dels detectors de senyal. Per acabar de sortir de dubtes calculem el LR i verifiquem els resultats en la taula 1.

Els valors del LR , exceptuant el pic situat sobre els 4000 m, resulten físicament acceptables, ja que es troben en un rang de valors entre els 20 sr i els 100 sr tal i com s’indica a la taula 1. Cal destacar que amb l’última versió del programa d’anàlisi les dades del fluctuen molt en les línies de llum de menor intensitat. En aquests casos pot ser que les intensitats a les que estem treballant en la línia de 355 nm siguin prou altes com per negligir possibles sorolls electrònics i atmosfèrics, cosa que no passa a les altres dos on el soroll és evident.

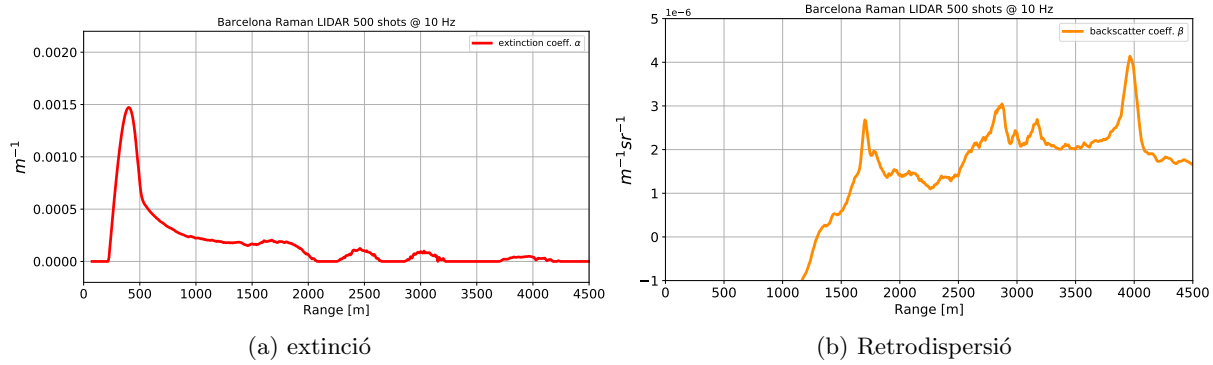


Figura 11: Coeficients d'extinció i retrodispersió amb el codi corregit.

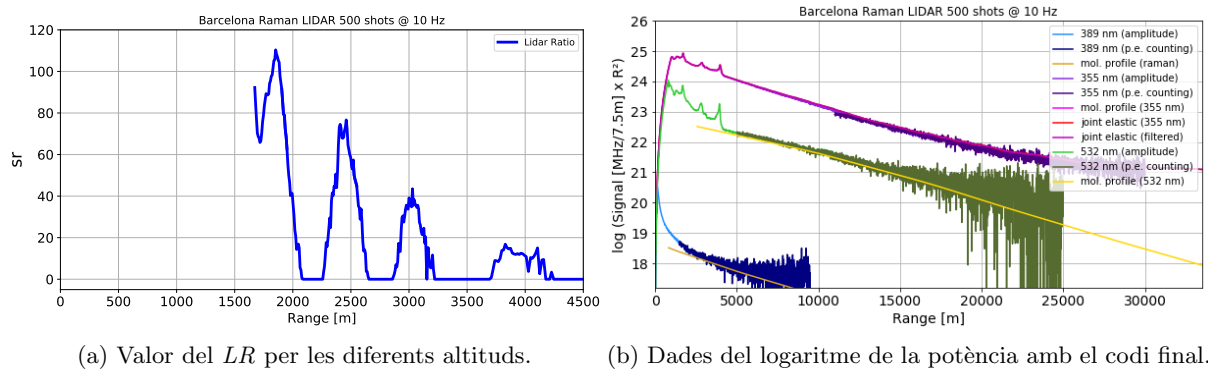


Figura 12: Valor de LR i logaritme del senyal rebut pel LIDAR amb la versió definitiva del codi.

Tot i haver resolt el problema del càlcul del coeficient d'extinció, les línies de llum encara passen per sobre de les línies que simulen la situació on no hi ha aerosols. Això és un problema encara no resolt que pot tenir un origen mecànic a l'aparell; o bé electrònic: als detectors, estris d'emmagatzematge o programa d'anàlisi de dades.

4 Conclusions

Les aproximacions realitzades a les dades recopilades sobre la intensitat del senyal suposen un punt clau a l'hora del tractament posterior per al càlcul del coeficient d'extinció. Tot i que alguns són menys sensibles a canvis, com el *bg_range* o els *DeltaRs*, i d'altres poden arribar a deixar les dades completament inutilitzables, com el *deadtime* o els *offsets*, tots juguen un paper fonamental de cara al mètode del *Gluing*, l'encarregat de combinar les dades de les dues seqüències per cada línia en una sola senyal. Que aquesta sigui continua i fidel al senyal rebut és fonamental per l'obtenció del coeficient d'extinció aerosòlic.

El fet de que els primers resultats no fossin físicament possibles (és a dir, que els coeficients d'extinció fossin negatius) va permetre fer passes enrere en el codi fins la detecció d'un error en el tractament de les dades originals i en una mala implementació del mètode de *Gluing*. Això va permetre reescriure'l fins obtenir les segones mesures del coeficient d'extinció exposades. Tot i haver resultat un mètode força fiable, s'ha de destacar que això és aplicable només a un cert interval atmosfèric. Podríem determinar un cert rang de credibilitat per als resultats obtinguts; començaria sobre els 1500 m i finalitzaria sobre els 4000 m.

Tot i haver conseguit resultats fiables cal esmentar que possiblement tenim diverses fonts d'error que no s'han tingut en compte, de caràcter experimental més que no pas computacional. Tot i això no es descarta la possibilitat d'algun *bug* en el programa. De cara al LIDAR, unes possibles causes d'error poden ser els propis fotodetectors, o el propi Licel a l'hora d'emmagatzemar les dades. També existeix la possibilitat de que es crein polsos secundaris dins dels aparells de mesura: l'intens fluxe inicial no arrenca només electrons dels fotodetectors ja que té prou energia com per extraure protons. Aquests es veuen accelerats per el camp elèctric intern que, en el cas d'arrencar electrons, afavoreix un efecte cascada que provoca el pols que es mesura com "arribada d'un fotó". En el cas d'un feix molt intens aquest pot arribar a arrencar un protó, que triga més en accelerar degut a la seva massa; de totes maneres, quan ho fa pocs instants després d'haver estat arrencat, pot provocar una cascada d'electrons amb retard respecte al feix que l'ha alliberat. Això pot ser una explicació per al sobrecompte de fotons (polsos elèctrics que s'interpreten com tal) per altituds que es desvien de les rectes que se suposen per situacions on no hi hagués aerosols, i.e. figura 10.

De cara a projectes futurs es podria mirar d'automatitzar el procés d'alineament, actualment basat en assaig-error de manera manual; o bé en la cerca dels valors dels paràmetres que optimitzin els coeficients d'extinció i retrodispersió mesurats. Un exemple podria ser el cal·libratge dels senyals analògic i de *photon counter* amb fenòmens intrínsecs a l'adquisició de dades: com serien per exemple el pic inicial de fotons o la presència d'algun núvol.

Referències

- [1] 2016 CHERENKOV TELESCOPE ARRAY OBSERVATORY GMBH, <https://www.cta-observatory.org/about/governance/#1473147489559-0e6ea653-4004>, Governance of the CTA project, llistat de membres socis.
- [2] THE CHERENKOV TELESCOPE ARRAY CONSORTIUM, B. S. Acharya, I. Agudo, I. A. Samarai, R. Alfaro, J. Alfaro, C. Alispach, R. Alves Batista, J.-P. Amans, and et al. Science with the Cherenkov Telescope Array, arXiv:1709.07997. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Sept. 2017. Edited by CTA Consortium.
- [3] 2016 CHERENKOV TELESCOPE ARRAY OBSERVATORY GMBH, <https://www.cta-observatory.org/science/study-topics/study-themes/>, Study Themes, Addressing questions in and beyond astrophysics.
- [4] 2016 CHERENKOV TELESCOPE ARRAY OBSERVATORY GMBH, <https://www.cta-observatory.org/about/>, About CTA project.
- [5] THE GLOBAL GROUP OF INSTITUTES AND SCIENTISTS CONTRIBUTING TO CTA, CTA Consortium, <https://www.cta-observatory.org/about/cta-consortium/>.
- [6] 2016 CHERENKOV TELESCOPE ARRAY OBSERVATORY GMBH, <https://www.cta-observatory.org/project/status/>, CTA project status.
- [7] DATA ANALYSIS: EXTRACTING SCIENCE FROM MAGIC, Uta Menzel, YSW Ringberg 2015, 6. 7. 2015, imatge de Cristian Fruck.
- [8] A NEW LIDAR SYSTEM FOR THE MAGIC TELESCOPES, Cristian Fruck, Max-Planck-Institut für Physik, 18th IMPRS Workshop Munich, 6 de desembre de 2010.
- [9] VERY ENERGETIC RADIATION IMAGING TELESCOPE ARRAY SYSTEM, ACT techniques, <https://veritas.sao.arizona.edu/about-veritas-mainmenu-81/atmospheric-cherenkov-technique-and-veritas-technologies-mainmenu-87>.
- [10] THE H.E.S.S. TELESCOPES, About H.E.S.S., <https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/pages/about/telescopes/>.
- [11] MAGIC EXPERIMENT, Information on activities by the IAC astroparticle physics group, Instituto de Astrofísica de Canarias, <http://www.iac.es/proyecto/astroparticulas/MAGIC/index.html>.
- [12] LIDAR, RANGE-RESOLVED OPTICAL REMOTE SENSING OF THE ATMOSPHERE; FORERWORK, Dr. Claus Weitkamp, Springer Series in OPTICAL SCIENCES, Max-Planck-Straße, 21502 Geesthacht, Germany, 2005.
- [13] OPTIMIZING LIDAR DYNAMIC RANGE BY ENGINEERING THE CROSSOVER REGION, D. W. Roberts and G. G. Gimmetad, Proc. SPIE 4723, 120–129 (2002).
- [14] LIDAR INVERSION WITH VARIABLE BACKSCATTER/EXTINCTION RATIOS, J. D. Klett, Appl. Opt., 1985.

-
- [15] ONBOARD LIDAR DETECTS TURBULENCE, VOLCANIC ASH NEAR AND FAR, imatge cortesia de Airbus/M. Fraczek, Photonics media.
- [16] LIDAR, RANGE-RESOLVED OPTICAL REMOTE SENSING OF THE ATMOSPHERE, capítol 9 Raman Lidar; Ulla Wandinger, Leibniz Institute for Tropospheric Research, Permoserstraße 15, D-04318 Leipzig, Germany, 2005.
- [17] LIDAR AND ATMOSPHERIC AEROSOL PARTICLES, Capítol 4 *Lidar and Atmospheric Aerosol Particles*, Albert Ansmann & Detlef Müller, Leibniz Institute for Tropospheric Research, Permoserstraße 15, D-04318.
- [18] CTA, LIDAR I NEAR RANGE, O. Calpe Blanch, Treball de Fi de Grau, Univ. Autònoma, Setembre 2017.
- [19] THE IFAE/UAB RAMAN LIDAR FOR THE CTA-NORTH, Markus Gaug, IEEC-CERES, Universitat Autònoma de Barcelona, 24 de setembre de 2018.
- [20] Codi utilitzat per l'anàlisi de dades: https://gitlab.com/griffisc/LIDAR_Analysis.
- [21] ATMOSPHERICAL VERTICAL PROFILING BY RAMAN LIDAR, Francisco Jesus Navas Guzman, Grup de Física de l'atmosfera
- [22] OPTIMIZED DATA-GLUING METHOD FOR MIXED ANALOG/PHOTON-COUNTING LIDAR SIGNALS, Diego Lange, Dhiraj Kumar, Francesc Rocadenbosch, Michaël Sicard, Adolfo Comerón, Revista Boliviana de Física 20s, 4-6, 2011, ISSN 1562-3823. Indexada en: Scielo, Latindex, Periòdica.
- [23] SMOOTHING AND DIFFERENTIATION OF DATA BY SIMPLIFIED LEAST SQUARES PROCEDURES, A. Savitzky, M. J. E. Golay, Analytical Chemistry, 1964, 36 (8), pp 1627-1639.