

Projet de test des propriétés optiques de l'eau et du Tyvek auprès de l'accélérateur Elyse

X. Garrido,^{*}S. Dagoret-Campagne,[†]M. Urban,[‡]
A. Cordier,[§]D. Monnier-Ragainne,[¶]J.E. Campagne,^{||}

LAL, IN2P3/CNRS, Université Paris Sud- XI, Orsay, France

I. Lhenry-Yvon ^{**}

IPN, IN2P3/CNRS, Université Paris Sud- XI, Orsay, France

H. Monard,^{††}J.L. Marignier,^{‡‡}A. Demorque,

LCP, Université Paris Sud- XI, Orsay, France

7 février 2007

Résumé

Un projet de mesure du rendement optique de l'eau et du Tyvek exposés au faisceau d'électrons de l'accélérateur Elyse est présenté dans cette note. L'objectif est de mesurer les phénomènes d'émission de lumière qui sont à l'oeuvre dans une Cuve d'eau de l'observatoire P. Auger et de pouvoir prédire le nombre de photoélectrons attendus pour une traversée d'une cuve par une particule.

*garrido@lal.in2p3.fr

†dagoret@lal.in2p3.fr

‡urban@lal.in2p3.fr

§cordier@lal.in2p3.fr

¶monnier@lal.in2p3.fr

||campagne@lal.in2p3.fr

**lhenry@ipno.in2p3.fr

††hugues.monard@lcp.u-psud.fr

‡‡jean-louis.marignier@lcp.u-psud.fr

1 Introduction

Les rayons cosmiques de très haute énergie induisent dans l'atmosphère terrestre des cascades de particules ou gerbes qui atteignent le sol. L'observatoire P. Auger, en Argentine, projet international, a été construit pour détecter de telles gerbes atmosphériques de plus de 10^{19} eV. L'une des deux techniques de détection des gerbes est obtenue en échantillonnant au sol les particules de la gerbe par des détecteurs à lumière Cerenkov dans l'eau (voir en annexe C la description des cuves d'eau à effet Cerenkov).

Les particules au sol de la gerbe sont des muons de quelques GeV et des particules électromagnétiques, photons, électrons et positrons ayant en moyenne une dizaine de MeV. En principe, la mesure du signal induit par les particules d'une gerbe permet d'estimer l'énergie du rayon cosmique qui l'a induite. Ceci suppose que la réponse d'une cuve aux photons, électrons et muons soit parfaitement connue. La réponse d'une cuve est donnée par le nombre de photoélectrons détectés dans les trois photomultiplicateurs (PM). Avec les paramètres géométriques d'une cuve, connaissant les facteurs d'atténuation de la lumière Cerenkov (absorption de l'eau, réflexion sur les parois revêtues de Tyvek) on peut prédire le nombre de photoélectrons dans chaque PM (par calcul analytique ou bien par simulation Monte Carlo). Cependant en comparant des mesures expérimentales sur des muons verticaux avec les prédictions, on trouve un excès de photoélectrons d'un facteur de l'ordre de deux. Même en considérant que dans nos calculs, l'atténuation de la lumière dans l'eau serait très sur-estimée ou que le coefficient de réflexion du Tyvek qui pourtant a déjà été mesuré serait largement très surestimé (voir même égal à un), il n'est pas possible d'expliquer le déficit du nombre de photoélectrons dans nos prédictions. Nous faisons donc l'hypothèse que notre détecteur pourrait être sensible à une composante de lumière autre que l'émission Cerenkov bien connue, par exemple il pourrait s'agir de lumière de scintillation (il suffirait que seulement 1 pour mille de l'énergie déposée par la particule chargée soit transformée en scintillation) ou bien qu'une partie UV du spectre Cerenkov serait converti par "wavelength-shifting" en une composante visible par les photocathodes des photomultiplicateurs.

Nous sommes donc à la recherche de phénomènes assez forts. Pour les mettre en évidence, nous nous proposons d'exposer un échantillon ¹ d'une cuve Auger dans un faisceau test d'un accélérateur.

L'accélérateur Elyse du LCP d'Orsay ² produit un faisceau d'électrons de 8.2 MeV délivré sous la forme de paquets de charge de 2 nC soit 10^{10} électrons. La durée de l'impulsion du faisceau est de 5 ps donc la longueur du faisceau est de 1.5 mm et la taille transversale du faisceau est de 2mm ³. Le taux de répétition de l'accélérateur est de 5 Hz. Grâce à la courte durée du paquet, il est possible de distinguer une réponse prompte, synchrone du faisceau d'une réponse retardée par un mécanisme de relaxation du milieu cible.

Les phénomènes d'émission optique dans une cible d'Elyse sont détectés par une chaîne de mesure très performante permettant de résoudre à la fois spectralement et temporellement, les différents

¹Il n'y a pas assez de place pour tester une cuve Auger grandeur nature.

²Cet accélérateur est dédié à l'étude des réactions physico-chimiques induites par le passage d'électrons dans divers milieux cibles, mettant en évidence des phénomènes qui se déroulent à une échelle de temps de l'ordre de la picoseconde.

³La densité du faisceau de $N_e \approx 10^{10}$ électrons dans un volume de 12.6 mm^3 conduit à estimer en moyenne la présence de un électron tous les $1.1 \mu\text{m}$. Cette forte densité pourrait engendrer de l'émission de lumière cohérente (le nombre de photons émis dans une cible serait proportionnel non plus à N_e mais à N_e^2), notamment aux grandes longueurs d'onde. Pour vérifier l'existence de cet effet, il faudrait pouvoir diminuer l'intensité du faisceau d'un facteur 1000.

phénomènes qui sont induits par la traversée de la cible par des électrons.

Les différents tests envisagés pour ces mesures sont exposés en section 2. La chaîne optique qui permet des mesures très précises est décrite en détail dans la section 3. La calibration de la chaîne optique est décrite dans la section 4. Les résultats expérimentaux peuvent être interprétés à l'aide de la simulation de l'interaction des électrons avec la cible et avec la transmission de l'appareillage optique. La simulation permet en particulier de contrôler si les données sont bien conformes aux prédictions numériques. Un désaccord pourrait être une indication pour un mécanisme d'émission non inclus dans la simulation. La simulation de la cible est décrite dans la section 5. La liste du matériel qui serait nécessaire est rapporté dans la section 6.

2 Les projets de Tests

Les tests que nous proposons de réaliser nécessitent l'utilisation d'une cible d'eau exposée aux électrons de l'accélérateur Elyse ou bien aux rayons d'une lampe à Xénon. On cherche à observer des phénomènes d'émission supplémentaires à l'émission Cerenkov bien connue. Les deux derniers tests étudient plus particulièrement les propriétés du Tyvek. Après avoir caractérisé les propriétés du quartz (cible à vide), puis de l'eau, la cible sera tapissée du revêtement Tyvek. Le Tyvek pourra aussi être testé seul en l'exposant directement à la lumière UV d'une lampe à Xénon ou bien de Deutérium.

2.1 La cible

La cible d'Elyse est un récipient rempli par le milieu de test, pour cette étude de l'eau purifiée. La cible est limitée par la paroi en quartz, permettant la transmission de la lumière UV (au dessus de 200 nm)⁴. La paroi du récipient peut être tapissée du revêtement en Tyvek, matériau de type polymère qui a la propriété d'être très réfléchissant. Ce matériau est utilisé pour tapisser l'intérieur des cuves d'Auger. Ses propriétés optiques sont cependant mal connues. Lorsque ce matériau est utilisé comme revêtement de la cible un petit trou est pratiqué permettant d'extraire une faible fraction de la lumière contenue dans la cible. Ce trou est placé au point focal d'une lentille collectrice de la chaîne optique de lecture.

Si la taille de la cible est suffisamment importante et la surface du trou est suffisamment faible (voir la justification en annexe D), la lumière générée dans la cible décroît exponentiellement d'une part en raison de l'absorption des photons dans l'eau et d'autre part par absorption par le Tyvek à chaque réflexion (la décroissance due à la fuite de lumière par le trou est négligeable).

La décroissance temporelle de la lumière est donnée par :

$$\frac{I(t, \lambda)}{I_0(\lambda)} = \exp \left(-t \left(\frac{1}{\tau_{abs}(\lambda)} + \frac{1}{\tau_{refl}(\lambda)} \right) \right) \quad (1)$$

où $\tau_{abs}(\lambda)$ et $\tau_{refl}(\lambda)$ sont deux constantes de temps dues respectivement à l'absorption de l'eau et à l'absorption du Tyvek, qui dépendent fortement de la longueur d'onde λ de la lumière.

⁴On pourrait aussi envisager d'utiliser un simple récipient de verre et d'extraire la lumière par le haut.

λ (nm)	L_{abs} (m)	τ_{abs} (ns)
200	1	4.4
300	50	222
400	200	887
800	1	44
1000	0.1	0.44

TAB. 1 – Estimation de la constante de temps due à l'absorption de l'eau pour différentes longueurs d'onde.

$\langle L_{geom} \rangle$ (cm)	$\tau_{refl}(R = 97\%)$ (ns)
1	1.5
5	7.3
10	15

TAB. 2 – Estimation de la constante de temps due à l'absorption de l'eau pour différents coefficients de réflexion des parois. $R(\lambda)=97\%$ correspond au Tyvek, et différentes longueur géométriques moyennes (reliées à la taille de la cible).

$$\begin{cases} \tau_{abs}(\lambda) = n \frac{L_{abs}(\lambda)}{c} \\ \tau_{refl}(\lambda) = n \frac{\langle L_{geom} \rangle}{c \ln \left(\frac{1}{R(\lambda)} \right)} \end{cases} \quad (2)$$

où n est l'indice optique de l'eau, $L_{abs}(\lambda)$ est la longueur d'atténuation de la lumière dans l'eau. Des mesures récentes donnent la courbe de $L_{abs}(\lambda)$ en annexe B. $R(\lambda)$ est le coefficient de réflexion des parois, d'environ 97% pour le Tyvek. $\langle L_{geom} \rangle$ est la longueur moyenne parcourue par la lumière entre deux réflexions successives. Sachant que la réflexion sur le Tyvek est essentiellement diffuse, ce paramètre se calcule en fonction de la géométrie de la cible (par calcul ou simple simulation). Il est de l'ordre de la taille de la cible. Les tableaux 1 et 2 donnent des estimations sur les constantes de temps dues à l'absorption et à la réflexion sur les parois.

Le mécanisme dominant est celui qui a la constante de temps la plus courte. Il apparaît que l'atténuation de la lumière est dominée par les pertes par réflexion, quelque soit la nature du revêtement et la taille possible de la cible. La taille de la cible sera donc choisie en fonction de la facilité de la réalisation du revêtement du récipient (une dizaine de centimètres devrait être réalisable).

2.2 Test 1 : Emission de lumière vers l'avant

Dans ce test, la cible d'eau est exposée au faisceau d'électrons. On observe la lumière émise vers l'avant. Cette émission doit être essentiellement due à l'émission Cerenkov (voir le formulaire dans l'annexe A.1). Cette expérience doit nous permettre d'identifier la composante de lumière Cerenkov avec son spectre attendu qui coïncide avec le passage des électrons dans la cible et de vérifier s'il y

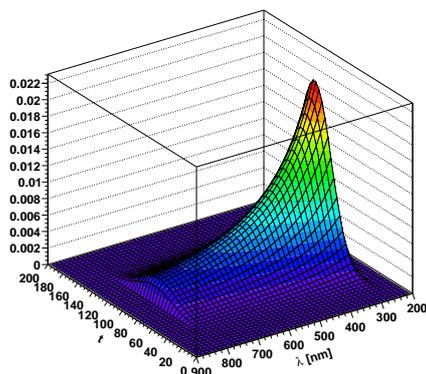


FIG. 1 – Mesure de l'intensité du rayonnement Cerenkov dans une cible d'eau exposée au faisceau d'électrons en fonction de la longueur d'onde et du temps.

à la présence d'une autre composante de lumière, avec une autre distribution spectrale et temporelle. La figure 1 illustre le spectre que l'on pourrait mesurer en présence de la seule émission Cerenkov. La structure temporelle de l'émission Cerenkov est donnée par la forme longitudinale du faisceau d'électrons. L'existence d'une autre composante présentant une autre distribution spectrale ou un retard temporel peut être facilement mise en évidence.

2.3 Test 2 : Emission de lumière à grand angle

Dans cet autre test, on cherche une émission de lumière en dehors de l'espace de phase permis pour l'émission Cerenkov. Pour cela, on observe la lumière émise à grand angle. La diffusion multiple (voir en annexe A.3) des électrons dans 1 cm d'eau étant de 16° et l'angle d'émission Cerenkov de 41° , on doit détecter la lumière émise à plus de 60° ou à moins de 25° .

2.4 Test 3 : Emission sous le seuil Cerenkov

Dans ce test l'énergie des électrons est réduite sous le seuil d'émission Cerenkov en disposant un absorbeur en amont de la cible. Le seuil en énergie de l'émission Cerenkov des électrons dans l'eau étant de 300 keV, il suffit d'utiliser un écran de Plomb (taux de perte d'énergie de 12.8 MeV/cm) avec une épaisseur de 6 mm. Si il y a une émission de lumière, elle peut être due à de la scintillation induite par des électrons d'une centaine de keV. (La perte d'énergie des électrons est rappelée dans le formulaire A.2.)

2.5 Test 4 : Mini Cuve d'Auger

Ce test permet d'évaluer les effets combinés de l'eau et du Tyvek qui sont utilisés pour les détecteurs d'Auger. La cible est une cuve Auger reproduite en miniature. L'échantillon d'eau est tapissé de Tyvek sur ses 6 parois. La lecture de la lumière s'effectue par un trou pratiqué dans l'une

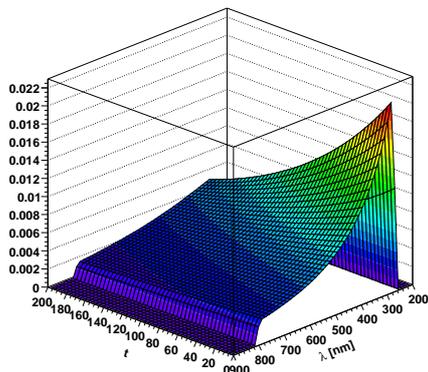


FIG. 2 – Mesure du rayonnement Cerenkov dans une mini cuve Auger exposée au faisceau d'électrons.

des parois du Tyvek. L'atténuation de la lumière en fonction de la longueur d'onde et du temps est dominée par la réflexion de la lumière Cerenkov sur le Tyvek. Cette étude vise à étudier une possible déformation du spectre d'émission Cerenkov par le Tyvek. La figure 2 illustre la dépendance temporelle du spectre de la lumière qui pourrait être mesuré. La décroissance exponentielle temporelle, pour une longueur d'onde donnée donne le coefficient de réflexion du Tyvek à cette longueur d'onde.

2.6 Test 5 : Eclairage direct du Tyvek par une lampe au Xénon

Le Xénon émet une série de raies aussi bien dans le visible que dans l'UV. L'objectif de ce test est de vérifier si le Tyvek déforme par réflexion le spectre de la lampe. En particulier on pourrait s'attendre que la lumière de fluorescence émise par le Tyvek fasse du "wavelength shifting". La figure 3 illustre la raie de fluorescence du Tyvek qui pourrait être mesurée. On pourrait détecter une composante de phosphorescence temporellement retardée et émise dans le visible. Un test similaire pourrait être entrepris avec une lampe au Deutérium qui présente un spectre continu dans l'UV. La mesure d'une composante visible prouverait la sensibilité du Tyvek à la composante UV de la lumière incidente et permettrait d'expliquer l'excès de photoélectrons observés dans les cuves Auger.

3 Le dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est constitué d'une part d'un chemin optique permettant d'extraire la lumière de la cible qui est exposée au faisceau de l'accélérateur et d'autre part de l'appareil de mesure situé dans une autre pièce. Le chemin optique est formé d'une série de miroirs plans et de lentilles focalisatrices dont les propriétés optiques sont étendues dans l'UV. L'appareil de mesure est un spectromètre combiné à une caméra permettant de faire de l'analyse spectrale et temporelle très fine. La figure 4 décrit l'ensemble des éléments optiques qui canalise les photons générés dans une cible jusqu'aux appareils de mesure.

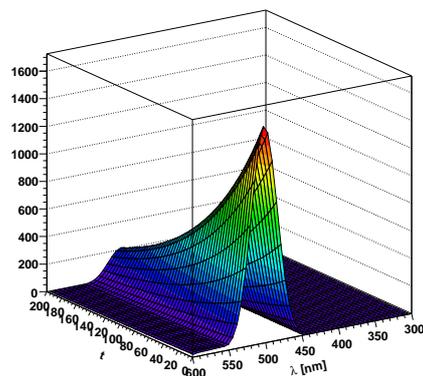


FIG. 3 – Mesure de la luminescence du Tyvek par son éclairage par une lampe à Xénon. Cette figure illustre la possibilité de détecter une modification spectrale et temporelle d'une raie de fluorescence du Tyvek.

3.1 Chemin optique

La cible est placée juste à la sortie du tube à vide de l'accélérateur. Les photons produits dans la cible sont focalisés par une lentille L_0 sur un premier miroir M_1 , puis sur un miroir M_2 . Une lentille L_1 collecte les rayons issus de M_2 pour les envoyer sur le miroir M_3 , suivi du miroir M_4 . La lentille L_2 collecte les rayons et les focalise sur le miroir M_5 . La lentille L_3 focalise les rayons sur le miroir M_6 . Le faisceau optique quitte la salle de l'accélérateur pour pénétrer dans la salle de mesure. Le faisceau y est réfléchi par le miroir M_7 . La lentille L_4 focalise le faisceau de lumière sur la fente d'un spectromètre.

3.2 Appareils de mesure

Les appareils de mesure sont constitués d'un spectromètre, suivi d'une Streak Caméra C7700 de Hamamatsu dont la sortie est couplée à une caméra CCD.

Le spectromètre décompose le contenu spectral de la lumière de 200 nm à 900 nm avec une résolution de 1 nm. Il fonctionne avec 3 réseaux, permettant de couvrir toute la gamme spectrale. La lumière détectée est déviée selon sa longueur d'onde dans un plan horizontal. La sortie du spectromètre est envoyée à la Streak Caméra par l'intermédiaire d'une lentille "Objectif". La Streak caméra permet d'avoir une représentation bidimensionnelle dans le plan longueur d'onde-temps du signal du spectromètre. C'est-à-dire qu'elle permet d'étudier la dépendance temporelle du spectre de la lumière. Les photons du spectromètre dans chaque canal de longueur d'onde sont convertis simultanément par une photocathode d'entrée. Les photoélectrons ainsi générés sont accélérés vers un écran luminescent rapide en phosphore. Au cours de leur transport dans la Streak Caméra, les photoélectrons subissent une déviation verticale proportionnelle au temps⁵. La luminescence de

⁵La Streak Caméra est un analyseur de spectre en temps réel pour la lumière visible et UV, avec une échelle de temps de

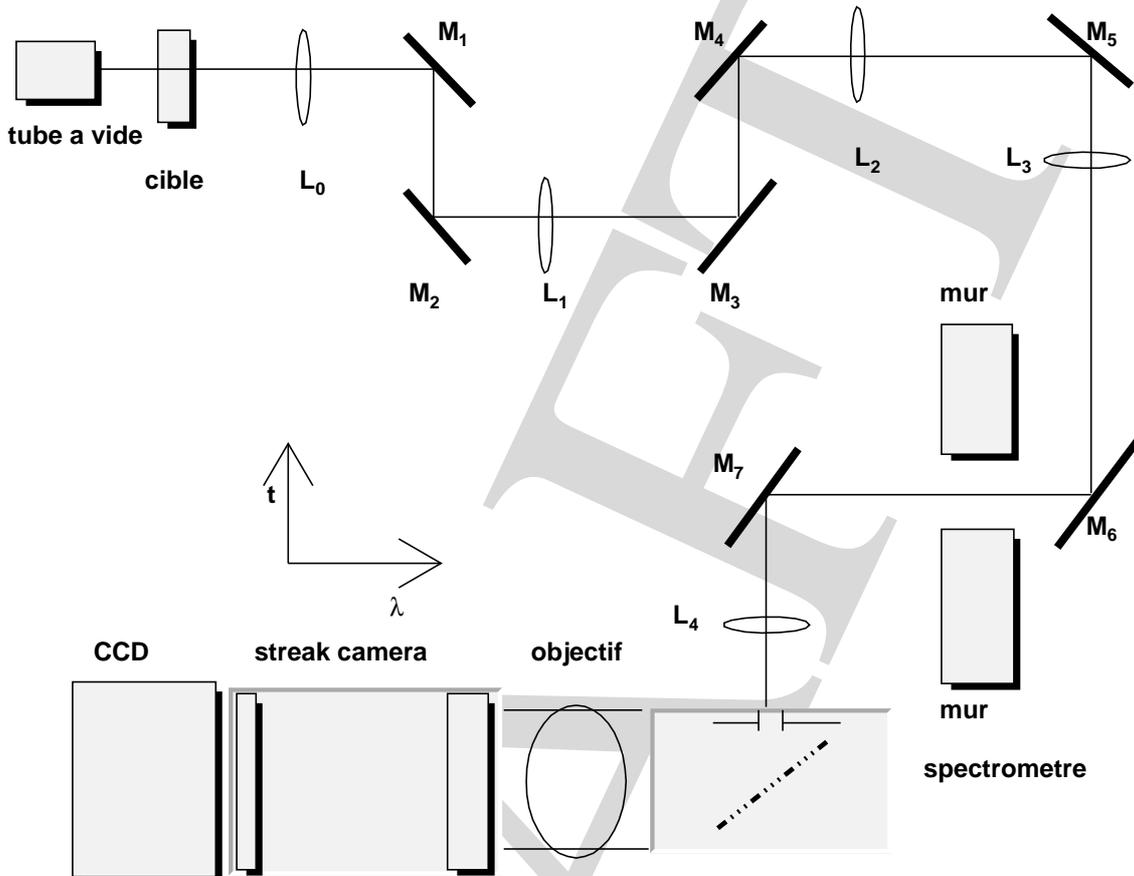


FIG. 4 – Dispositif de mesure des photons générés dans la cible d'Elyse.

l'écran est mesurée par une camera CCD avant numérisation. La résolution spectrale et temporelle de la caméra CCD est de $(1\text{nm} \times 5\text{ ps})$ et la gamme dynamique est de 1024×1344 .

4 Calibration de la chaîne optique

La calibration de la lumière issue de la cible jusqu'à sa mesure par la Streak Caméra présente un grand nombre de composants optiques tels que des miroirs ($n_M = 7$), des lentilles ($n_L = 4$), un réseau un objectif et une photocathode. Ces éléments ont une efficacité de réflexion, de transmission ou de conversion qui dépend de la longueur d'onde. De plus une fraction de lumière est perdue à chaque transition air-milieu.

l'ordre de la pico seconde.

4.1 Calibration relative

Nous calculons l'efficacité totale de collection de la lumière en fonction de la longueur d'onde à partir des données des fabricants. La longueur du chemin optique est relativement importante. Il faut tenir compte de la diffusion Rayleigh et de Mie.

4.1.1 Les lentilles et l'objectif

Les lentilles sont en quartz (SiO_2). L'indice du quartz (en Suprasil II, UVGSFS de Melles Griot) $n_q(\lambda)$ varie de 1.51 à $\lambda = 248\text{nm}$ jusqu'à 1.46 à 656nm . L'incidence de la lumière sur les lentilles est normale. Le coefficient de réflexion à chaque interface air-quartz est

$$R_L(\lambda) = \left(\frac{n(\lambda) - 1}{n(\lambda) + 1} \right)^2 = 0.035 - 0.046 \quad (3)$$

Le coefficient de transmission d'une lentille dépend de son épaisseur e et du coefficient d'extinction α du milieu qui la constitue :

$$t_L(e, \lambda) = e^{-\alpha(\lambda)e} \quad (4)$$

Avec un coefficient de transmission $T(310\text{nm})=0.91$ donné pour $e=1\text{cm}$, on calcule $\alpha = \frac{\ln(1/T)}{e}=0.1\text{cm}^{-1}$. La transmission totale d'une lentille est donc donnée par

$$T_L(e, \lambda) = (1 - R_L)^2 e^{-\alpha(\lambda)e} \quad (5)$$

La figure ?? en annexe, donne le coefficient de transmission total des lentilles en fonction de la longueur d'onde.

4.1.2 Les miroirs

Les miroirs de chez Lot-Oriel ont un revêtement en Aluminium avec du Fluorure de Magnésium qui donne un coefficient de réflexion supérieur à 90%. La réflexion est possible dans l'UV jusqu'à 200nm . Le coefficient de réflexion des miroirs $R_M(\lambda)$ dépend légèrement de la longueur d'onde. La figure ?? en annexe, donne le coefficient de réflexions des miroirs en fonction de la longueur d'onde.

4.1.3 Les réseaux du spectromètre

La transmittance d'un réseau $T_{spec,i}(\lambda)$ dépend très fortement de la longueur d'onde. Une transmittance comprise entre 40% à 80 % peut être garantie par 3 réseaux de 200nm à 1000nm . Les transmittances citées ne sont malheureusement que relatives. La figure 10 en annexe, donne la transmittance de chacun des réseaux en fonction de la longueur d'onde.

4.1.4 La Streak Caméra

L'efficacité de transmission de la Streak caméra est la combinaison de la transmittance de l'optique d'entrée $\epsilon_o(\lambda)$ (l'objectif de la streak caméra), de l'efficacité quantique de la photocathode $\epsilon_{pe}(\lambda)$ et de la réponse spectrale de l'écran $\epsilon_e(\lambda)$. La figure 11 en annexe, donne la transmittance de chacun des éléments de la Streak Caméra en fonction de la longueur d'onde.

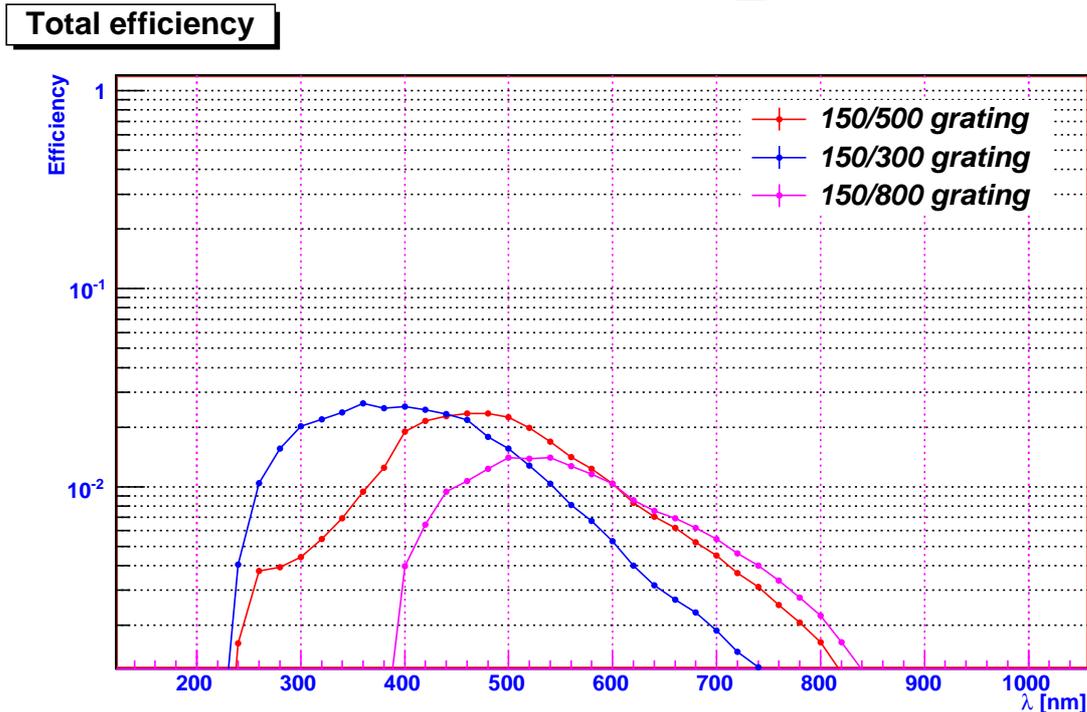


FIG. 5 – Transmittance totale de la chaîne optique d'Elyse pour les 3 réseaux.

4.1.5 Efficacité totale

L'efficacité totale est le produit des transmissions de chaque élément optique :

$$E(\lambda) = (1 - R_L(\lambda))^{2n_L} e^{-\alpha(\lambda) \sum_i e_i} \times R_M(\lambda)^{n_M} \times T_{spec,i}(\lambda) \times \epsilon_o(\lambda) \times \epsilon_{pe}(\lambda) \times \epsilon_e(\lambda) \quad (6)$$

Il faut donc connaître la somme des épaisseurs des lentilles $\sum_i e_i$. La figure 5, donne la transmittance de toute la chaîne en fonction de la longueur d'onde.

4.1.6 Diffusions Rayleigh et diffusion de Mie

Le parcours de la lumière dans l'air est assez long. On estime qu'il peut être de l'ordre de 20 m. Le faisceau subit de la diffusion Rayleigh sur les électrons des molécules d'air et de la diffusion de Mie sur les particules de taille macroscopique en suspension dans l'air. On peut montrer (section ??) que la longueur d'atténuation Rayleigh excède plusieurs kilomètres et donc son effet est négligeable. La section efficace de Mie dépend de la taille de la particule a et est indépendante de la longueur d'onde λ si a est supérieure à λ . Cependant, le calcul de la diffusion de Mie nécessite de la densité des Aérosols n_{Aero} dans l'air. Ce que l'on peut considérer c'est que la diffusion de Mie contribue à atténuer le faisceau optique d'un facteur inconnu mais qui ne dépend pas de la longueur d'onde.

4.2 Vérification de la calibration relative avec la mesure du spectre d'émission d'une lampe au Xénon

La calibration relative de la chaîne pourra être vérifiée en mesurant le spectre connu de la lampe à Xénon.

4.3 Calibration absolue

La calibration absolue consiste à mesurer le nombre absolu de photons Cerenkov ou autre émis réellement dans la cible (sans facteur inconnu de proportionnalité). Or la plupart des courbes de transmission fournies par les fabricants de matériel optique donnent des indications relatives. Pour connaître la calibration absolue, il faut disposer d'une source de lumière absolue dont on connaît précisément le rendement optique. Ceci suppose aussi de connaître avec précision l'efficacité de toute la chaîne optique dont la disposition précise des lentilles, de leur points focal et l'orientation des miroirs. De plus la qualité de l'air, des surfaces des lentilles et miroirs joue un rôle dans la calibration absolue. On peut utiliser l'émission Cerenkov dans la cible comme la source absolue de calibration dans la mesure où l'intensité du faisceau est contrôlée par paquet.

5 Simulation de la cible

Même si le nombre de photons Cerenkov émis par une charge est facilement calculable, il n'est pas évident d'estimer le nombre de photons Cerenkov de la cible capté par l'appareillage de lecture optique. En effet les interactions du faisceau dans la cible, les réflexions multiples des photons sur les parois de la cible rendent complexe un tel calcul. On a avantage à utiliser un programme de simulation détaillé. L'expérience Pierre Auger utilise le programme Geant4 pour calculer le rendement en photoélectrons dans les photomultiplicateurs. Le programme Geant4 simule les interactions des électrons du faisceau ⁶ dans le milieu cible comme la perte d'énergie par ionisation, le rayonnement de freinage, la diffusion multiple et l'émission Cerenkov. En outre il est possible de générer de la lumière de scintillation si ce processus est activé. Le programme Geant4 permet aussi de suivre le transport des photons optiques de façon détaillée selon la longueur d'onde des photons, de leur polarisation, en tenant compte des réflexions diffuses et spéculaires sur les parois de la cible (le Tyvek ou le récipient en verre de l'eau), leur absorption dans le milieu de la cible et des parois, les éventuels décalages spectraux que pourrait induire le milieu, les diffusions sur les inhomogénéités d'indices (diffusions de type Rayleigh). On peut ainsi prédire la distribution spectrale et temporelle des photons détectés par l'optique et comparer le spectre expérimental aux prédictions ainsi calculées. Ainsi que composante en scintillation ou bien une contribution d'une émission par décalage spectral peut être mise en évidence. Cette simulation est indispensable que l'on effectue une calibration absolue de la chaîne de lecture optique.

⁶Le programme Geant4 simule les électrons individuellement, il ne simule pas les interactions entre électrons.

6 Liste de matériel

La liste du matériel supplémentaire à prévoir pour réaliser les tests à Elyse est donnée ci-dessous :

- une feuille d'absorbeur pour réduire l'énergie des électrons sous le seuil d'émission Cerenkov,
- de l'eau désionisée et filtrée comme milieu de test,
- un récipient en verre de plusieurs centimètres avec fenêtre en quartz pour extraire la lumière UV, ou bien un récipient en verre classique avec le système de miroirs et lentilles permettant d'extraire la lumière par le haut,
- La tenue mécanique du Tyvek dans le récipient, (pinces ?)
- Une Lampe au Deutérium pour détecter l'apparition d'une composante dans le visible,

7 Questions résiduelles

- Quelle est l'épaisseur des lentilles ?
- L'efficacité spatiale de l'écran au phosphore de la Streak Camera est elle incluse dans la courbe de l'efficacité quantique de la photocoathode ?
- Est-t'il possible de baisser l'intensité du faisceau d'électrons ?
- l'intensité de chaque paquet est elle mesurée ?

Références

[1]

DRAFT

A Formulaire

On s'intéresse aux interactions que réalisent des électrons dans le milieu cible. Des électrons d'énergie cinétique de 8.2 MeV, ont des facteurs relativistes $\beta = 0.998$ et $\gamma = 17$.

A.1 Emission Cerenkov

Le spectre des photons Cerenkov produits par une particule chargée de charge unitaire traversant une épaisseur dx d'un milieu est donné par les formules suivantes : en fonction de la longueur d'onde λ :

$$\frac{d^2 N_\gamma}{d\lambda dx} = 2\pi\alpha \sin^2 \theta_c \frac{1}{\lambda^2} \quad (7)$$

en fonction de l'énergie émise E :

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dE dx} = 2 \frac{\alpha}{\hbar c} \sin^2 \theta_c \quad (8)$$

La définition des paramètres des l'équations 7 et 8 est :

- α est la constante de structure fine, $2\pi\alpha = 0.04586$,
- $\sin^2(\theta_c) = (1 - \frac{1}{\beta^2 n^2})$, où n est l'indice du milieu (pour l'eau, $n = 1.33$, ainsi pour une particule relativiste $\beta = 1$, on a $\sin^2(\theta_c) = 0.43387$ et $\theta_c = 41.2^\circ$.

Le seuil d'émission Cerenkov des électrons est donné par $\beta_{th} = 1/n$ où n est l'indice de réfraction du milieu. Pour l'eau, $\gamma_{th} = 1.52$ et $T_{th} = (\gamma - 1)m_e c^2 = 266$ keV).

Le nombre de photons Cerenkov émis par un électron relativiste entre 200 nm et 900 nm sur 1 cm est de 800. L'énergie perdue par émission Cerenkov dans cette gamme de longueur d'onde est donnée par :

$$\frac{dE_{cer}}{dx} = 2\pi^2 \alpha \hbar c \sin^2 \theta_c \left(\frac{1}{\lambda_{min}^2} - \frac{1}{\lambda_{max}^2} \right) \quad (9)$$

L'énergie perdue sous forme d'émission Cerenkov sur 1 cm est de 3 keV. Cette énergie représente 0.1 % de l'énergie totale perdue essentiellement par ionisation du milieu.

Il suffirait donc que fraction 0.1 % de l'énergie totale perdue par ionisation soit transformée en scintillation pour expliquer l'excès de photoélectrons mesuré dans les cuves Auger.

A.2 Perte d'énergie par les électrons

L'essentiel de l'énergie perdue par un électron dans un milieu est due à l'ionisation du milieu. Le taux de perte d'énergie est donnée par la formule de Bethe-Bloch :

$$-\frac{dE}{\rho dx} = \frac{K}{2} \frac{Z}{A} \left(\ln \left(\frac{m_e \gamma^2 v^2 T_{max}}{2I^2} \right) - \left(\frac{2}{\gamma} - \frac{1}{\gamma^2} \right) \ln(2) + \frac{1}{\gamma^2} + \frac{1}{8} \left(1 - \frac{1}{\gamma} \right)^2 \right) \quad (10)$$

Où T_{max} est l'énergie cinétique maximale que peut transférer un électron incident à un électron du milieu : $T_{max} = \frac{\gamma^2 m_e v^2}{1 + \gamma} = 8.2 \text{ MeV}$. et K est un facteur numérique : $K = 4\pi N_{Ar}^2 m_e c^2 = 0,307 \text{ MeVg}^{-1} \text{cm}^2$.

Dans l'eau, le taux de perte d'énergie est de $dE/dx = 1.99 \text{ g/cm}^2$, soit 2 MeV/cm .

A.3 Diffusion multiple des électrons

Dans un milieu, les électrons subissent de multiples déviations Coulombiennes par les noyaux. L'angle θ_0 caractéristique de ces diffusions multiples s'écrit :

$$\theta_0 = \frac{13.6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{x/X_0} (1 + 0.038 \ln(x/X_0)) \quad (11)$$

où X_0 est la longueur de radiation du milieu et x la longueur parcourue dans le milieu. Dans l'eau, $X_0 = 36 \text{ cm}$ (36.08 g/cm^2). Ainsi pour des électrons de 8.2 MeV , traversant 1 cm l'eau $\theta_0 = 0.276 \text{ rad}$, soit 16° .

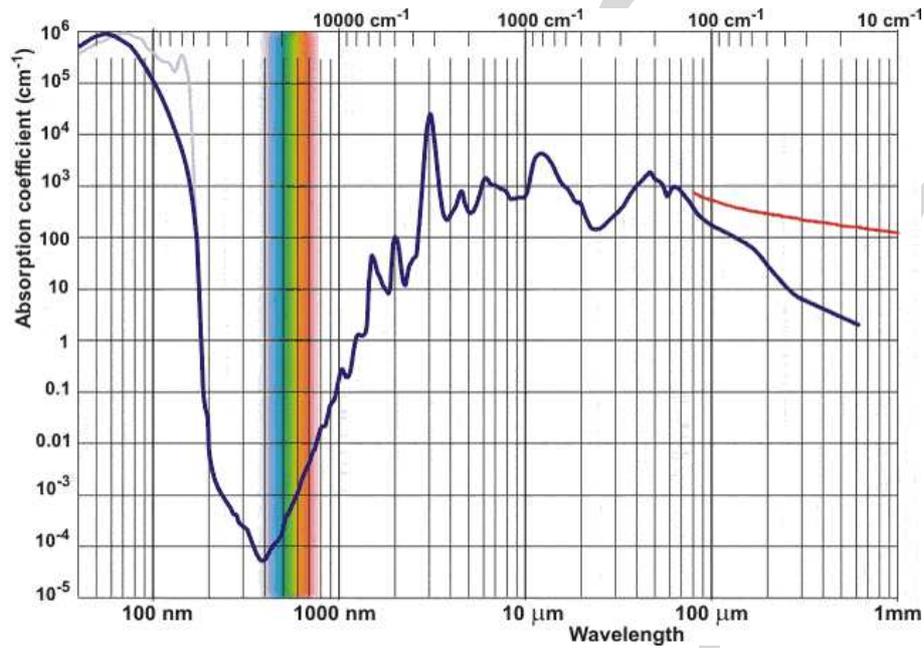


FIG. 6 – Coefficient d'absorption de l'eau.

B Propriétés de l'eau

La figure 6 donne le coefficient d'absorption de l'eau en fonction de la longueur d'onde (d'après le site <http://www.lsbu.ac.uk/water/vibrat.html>). Le maximum de transparence de l'eau est à 400 nm et est d'environ 200 m.

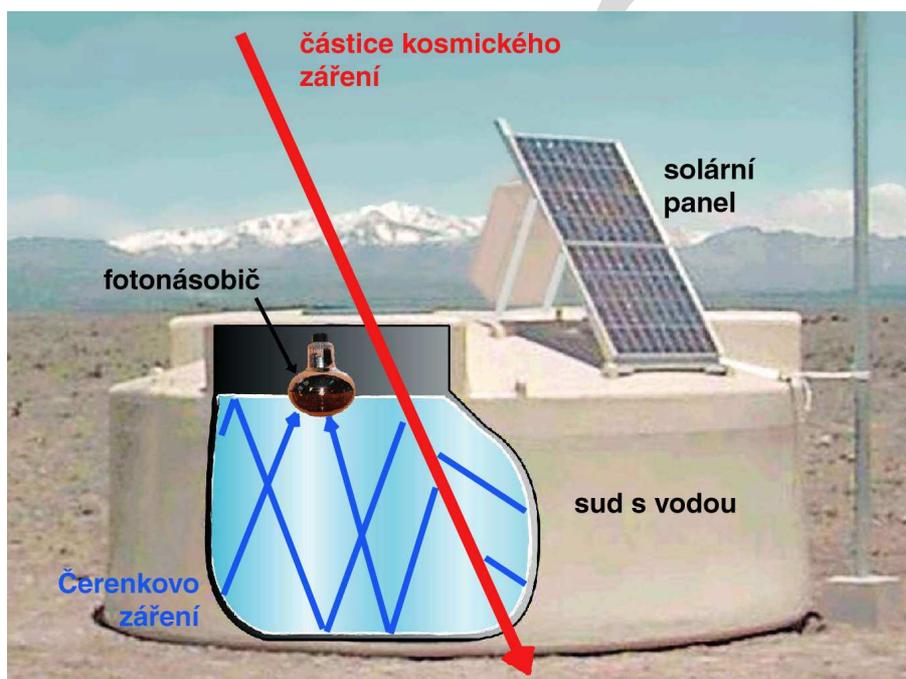


FIG. 7 – Photo-montage d'une cuve d'eau de l'expérience Pierre Auger.

C Cuve d'eau Auger

La figure 7 montre l'une des 1600 cuves d'eau à émission Cerenkov de l'observatoire Pierre Auger. La cuve est un cylindre de rayon 1.8 m et de hauteur 1.2 m. Trois photomultiplicateurs détectent les photons Cerenkov générés dans la cuve par le passage de particules chargées.

La lumière Cerenkov est confinée dans la cuve. Elle décroît en raison de l'absorption sur les parois et dans l'eau. La constante de temps de décroissance typique est de 60-70 ns. La courbe de la figure 8 montre l'efficacité quantique de la photocathode des photomultiplicateurs d'Auger. Elle montre que le seuil de détection des photons Cerenkov se situe à 300 nm et le maximum d'efficacité quantique est à 390 nm.

Lorsqu'une particule au minimum d'ionisation, par exemple un muon traverse la cuve verticalement, à peu près 240 MeV sont déposés sous forme d'ionisation. Le nombre total de photons Cerenkov générés dans la fenêtre spectrale de la photocathode (distribution du nombre de photons Cerenkov convoluée avec l'efficacité quantique) est d'environ 6500. Sur l'ensemble de ces photons Cerenkov, 300 sont mesurés expérimentalement alors que 150 sont prédits par les calculs, compte tenu de la géométrie de la cuve et des photomultiplicateurs, des atténuations observées (60 ns de décroissance du signal). Cette étude a pour objectif de trouver la source des Photons Cerenkov manquant dans les calculs.

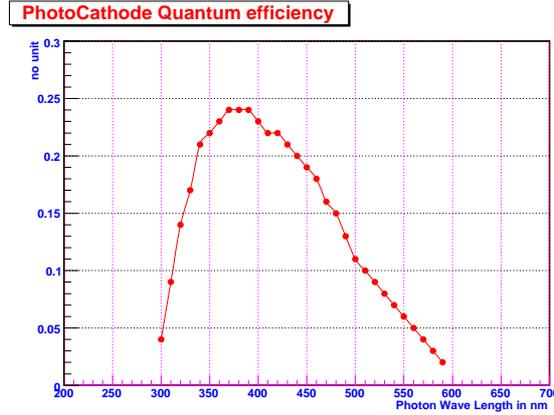


FIG. 8 – Efficacité quantique des photocathodes (fenêtre incluse) des Photomultiplicateurs des cuves d'eau Cerenkov d'Auger.

D La cible

D.1 Décroissance du signal Cerenkov dans la cible

Un trou est pratiqué dans le revêtement interne de la cible afin de prélever une faible fraction du rayonnement piégé dans la cible. Ce trou introduit donc une fuite de lumière. Lorsque le revêtement interne est en Tyvek, les photons Cerenkov ont une distribution isotrope. La probabilité pour qu'un photon Cerenkov passe par le trou est donné par le rapport de la surface du trou S_{trou} à la surface totale interne de la cible S_{cible} . La lumière Cerenkov décroît comme :

$$\frac{I(t)}{I_0} = \left(1 - \frac{S_{trou}}{S_{cible}}\right)^{n \frac{ct}{\langle L_{geom} \rangle}} \quad (12)$$

où $\langle L_{geom} \rangle$ est la valeur moyenne de la distribution des longueurs géométriques parcourus des photons entre deux réflexions sur les parois de la cible. La constante d'atténuation due à la fuite de lumière par le trou est donnée par :

$$\tau_{fuite} = n \frac{\langle L_{geom} \rangle}{c \ln \left(\frac{S_{cible}}{S_{cible} - S_{trou}} \right)} \quad (13)$$

Le tableau 3 donne la constante de temps d'atténuation de la lumière pour $S_{trou}=1\text{mm}^2$ pour différentes longueurs géométriques moyennes $\langle L_{geom} \rangle$ en approximant $S_{cible} \approx 3 \langle L_{geom} \rangle^2$.

Pour mesurer des atténuations de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes, dues à l'absorption par réflexion sur le Tyvek ou l'absorption dans l'eau, il faut pouvoir négliger les pertes par fuites. Il convient donc de choisir une cible la plus grande possible, de l'ordre de de 10 cm.

$\langle L_{geom} \rangle$ (cm)	S_{cible} (cm ²)	τ_{fuite} (ns)
1	3	13
5	75	1700
10	300	13000

TAB. 3 – Estimation de la constante de temps due à la fuite de lumière pour $S_{trou}=1\text{mm}^2$.

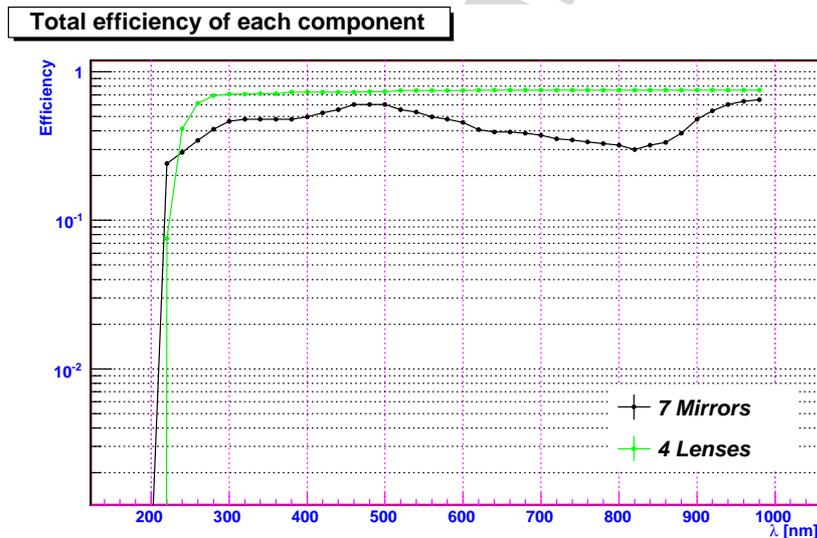


FIG. 9 – Coefficients de transmission des miroirs et des lentilles.

E Chemin optique

E.1 Diffusions Rayleigh et diffusion de Mie

Le parcours de la lumière dans l'air est assez long. On estime qu'il peut être de l'ordre de 20m. Le faisceau subit de la diffusion Rayleigh sur les électrons des molécules d'air et de la diffusion de Mie sur les particules macroscopique en suspension dans l'air. La diffusion Rayleigh provient de l'excitation par le champs électromagnétique oscillant incident des électrons harmoniquement liés des molécules d'air. Les électrons excités se comportent comme des dipôles oscillants qui émettent à leur tour une onde à la même fréquence que la fréquence de l'onde incidente. La diffusion de Mie est une diffusion induite par des particules macroscopiques assimilables à des petites sphères macroscopiques.

Ces diffusion contribuent non seulement à diminuer l'intensité du faisceau optique mais aussi à modifier son spectre puisque dans le cas Rayleigh, la composante UV est beaucoup plus diffusée que la composante rouge ou infra-rouge.

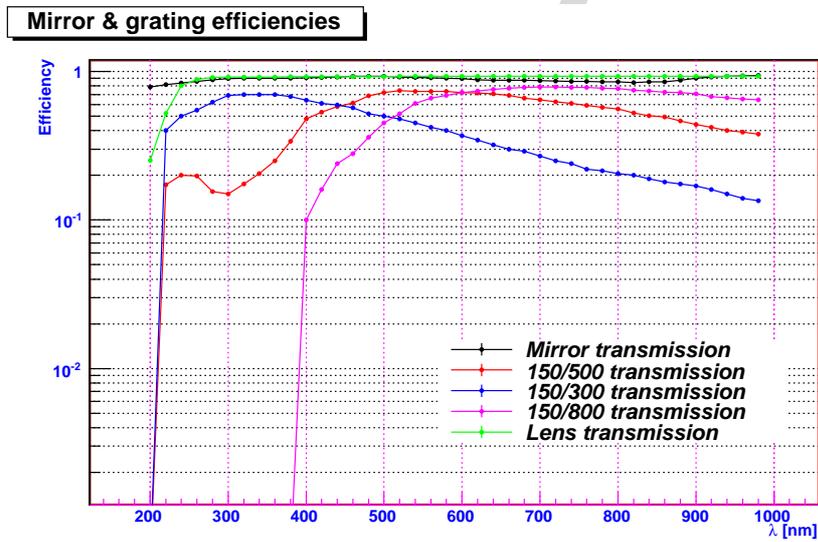


FIG. 10 – Coefficients de transmission des miroirs et des réseaux du spectromètres.

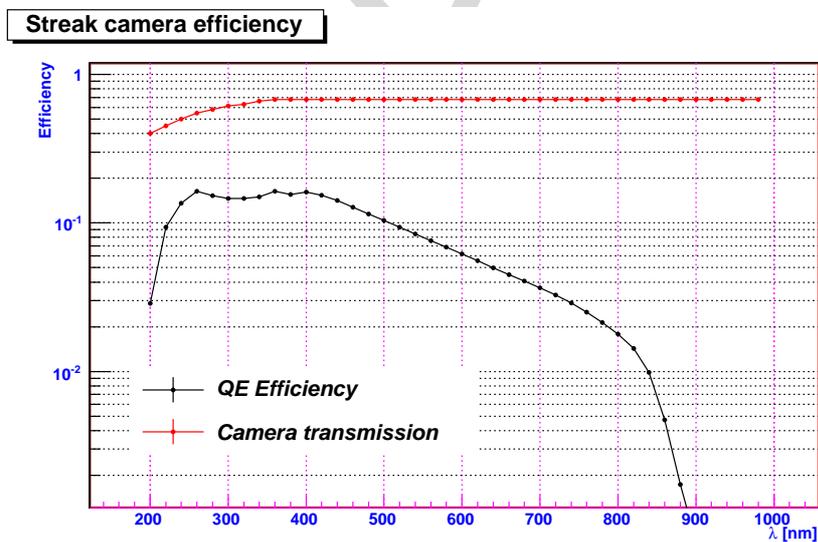


FIG. 11 – Coefficients de transmission de la Streak Camera : transmission de l'objectif d'entrée, efficacité quantique de la photocathode et sensibilité de l'écran au phosphore.

La section efficace pour la diffusion Rayleigh est donnée par :

$$\sigma_{Ray} = \frac{8\pi}{3} r_e^2 \frac{\lambda_0^4}{\lambda^4} = \sigma_{Thomson} \frac{\lambda_0^4}{\lambda^4} \quad (14)$$

où λ_0 est la longueur d'onde de résonance des électrons liés.

$\sigma_{Thomson} = 0.66510^{-24} \text{cm}^2$ est la section efficace Thomson (diffusion de la lumière sur des électrons libres). Dans le cas de l'azote, la configuration électronique des électrons est $1s^2 2s^2 2p^3$ et le potentiel d'ionisation est de 14.5 eV.

Dans le cas de l'oxygène, la configuration électronique est $1s^2 2s^2 2p^4$ et le potentiel d'ionisation est de 13.6 eV.

La longueur d'onde d'excitation est donc de $\lambda_0 = 85.5 \text{nm}$ pour l'azote et de $\lambda_0 = 91.2 \text{nm}$ pour l'oxygène.

On obtient la section efficace Rayleigh suivante :

$$\begin{cases} \sigma_{Ray}(N_2) = 3 \times \frac{35.5 \times 10^{-18} \text{cm}^2}{\lambda^4(\text{nm})} \\ \sigma_{Ray}(O_2) = 2 \times \frac{23.0 \times 10^{-18} \text{cm}^2}{\lambda^4(\text{nm})} \end{cases} \quad (15)$$

La section efficace pour la diffusion de Mie pour des particules de rayon a , de taille supérieure à la longueur d'onde considérée est

$$\sigma_{Mie} = \pi a^2 \quad (16)$$

L'atténuation du faisceau pour une longueur parcourue dans l'air L_{air} est donnée par :

$$\frac{I}{I_0} = \exp(-(n_{N_2} \sigma_{Ray}(N_2) + n_{O_2} \sigma_{Ray}(O_2) + n_{Aero} \sigma_{Mie}) L_{air}) \quad (17)$$

où n_{O_2, N_2} est la densité des atomes d'Azote et d'Oxygène dans l'air et n_{Aero} est la densité d'aérosols dans l'air à Elyse.

$$n(O_2) = 0.21 \times \frac{\rho_{O_2} N_A}{A_{O_2}} = 0.93 \times 10^{19} \text{at/cm}^3 \quad (18)$$

$$n(N_2) = 0.79 \times \frac{\rho_{N_2} N_A}{A_{N_2}} = 2.7 \times 10^{19} \text{at/cm}^3 \quad (19)$$

$$\Lambda_{Ray}(O_2) = \frac{1}{n_{O_2} \sigma_{Ray}(O_2)} = 5.84 \times 10^{-6} \text{m} \times (\lambda^4(\text{nm})) \quad (20)$$

$$\Lambda_{Ray}(N_2) = \frac{1}{n_{N_2} \sigma_{Ray}(N_2)} = 3.46 \times 10^{-6} \text{m} \times (\lambda^4(\text{nm})) \quad (21)$$

$$\Lambda_{Ray}(total) = 2.17 \times 10^{-6} \text{m} \times (\lambda^4(\text{nm})) \quad (22)$$

La diffusion Rayleigh est négligeable puisque dans l'UV, à 200 nm $\Lambda_{Ray} = 3.5 \text{km}$ et dans le visible, à 500 nm $\Lambda_{Ray} = 137 \text{km}$.

Le calcul de la diffusion de Mie nécessite que l'on connaisse la densité des Aérosols n_{Aero} dans l'air ainsi que la distribution de leur section efficace. La seule chose que l'on puisse considérer c'est que la diffusion de Mie contribue à atténuer le faisceau optique d'un facteur inconnu mais qui ne dépend pas de la longueur d'onde.