

Chapitre 3

Interaction Photon-Electron

Sommaire

3.1	Production de paires électrons-positrons	37
3.2	Emission Compton Inverse	39
3.2.1	Diffusion Compton	39
3.2.2	Emission Compton Inverse	42

Dans ce chapitre, nous aborderons brièvement quelques interactions entre les électrons de haute énergie présents dans l'Univers et les champs de rayonnement dans lesquels ces particules se propagent. Nous verrons en particulier un mécanisme important dans l'astrophysique des hautes énergies, le mécanisme de diffusion Compton Inverse qui altère de façon importante le rayonnement issu des environnements astrophysiques.

3.1 Production de paires électrons-positrons

La physique des particules nous enseigne que la rencontre entre un électron et un positron (son anti-particule) donne naissance à une paire de photons dont les énergies dépendent des conditions de la collision entre l'électron et le positron. Nous pouvons résumer cette réaction de la façon suivante



où le symbole \rightleftharpoons signifie que la relation est valide dans les deux sens. En effet la collision entre deux photons peut aussi donner naissance à une paire électron-positron. Il faut néanmoins signaler que si les deux réactions sont possibles, elles ne sont pas équivalentes. La création de la paire électron-positron, faisant intervenir des particules de masses non-nulles, ne peut se faire que si les photons possèdent une énergie supérieure à l'énergie de seuil.

Le calcul de cette énergie de seuil se fait dans le contexte de la réaction la plus favorable à la naissance des deux leptons. A l'évidence, ce contexte correspond à la collision frontale de deux photons car toutes leurs énergies cinétiques sont alors disponibles pour la création. Nous envisagerons alors cette collision entre deux photons 1 et 2 de fréquences ν_1 et ν_2 donnant naissance

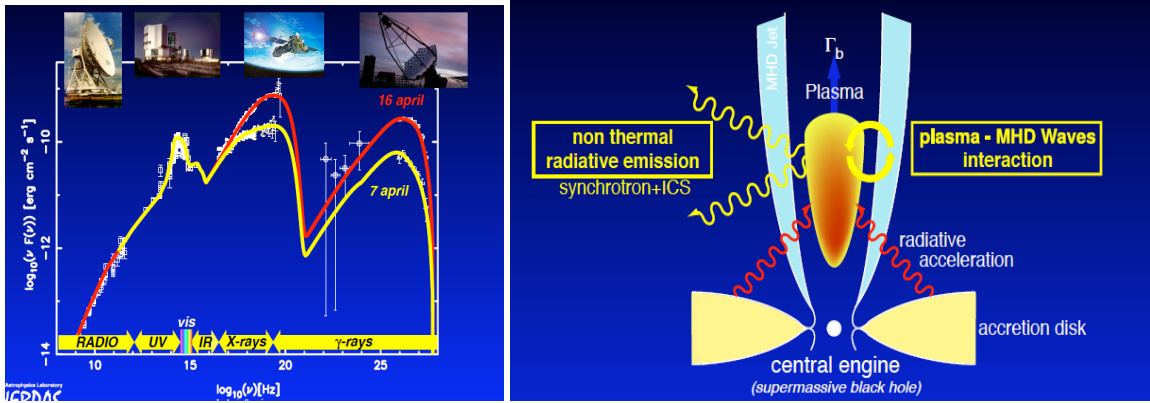


FIG. 3.1 – **A gauche** : spectre d'émission en provenance d'un noyau actif de galaxie dont le jet de matière est aligné avec la ligne de visée. **A droite** : le mécanisme de la fusée Compton pourrait expliquer les différentes propriétés du spectre de rayonnement détecté. (Images tirées de la thèse de L. Saugé 2005)

à une paire électron-positron ayant les quantité de mouvement p_- et p_+ . Les lois de conservation de la physique nous impose que l'énergie totale ainsi que la quantité de mouvement totale se conservent. Ainsi pour le bilan d'énergie, on aura l'égalité

$$(h\nu_1 + h\nu_2)^2 = 2m_e^2c^4 + (p_+^2 + p_-^2)c^2 + 2E_+E_- \quad (3.2)$$

où $E_+^2 = m_e^2c^4 + p_+^2c^2$ et $E_-^2 = m_e^2c^4 + p_-^2c^2$ sont les énergies totales des leptons de la réaction. La conservation de la quantité de mouvement totale donnera

$$h^2(\nu_1 - \nu_2)^2 = (p_+ + p_-)^2c^2 \quad (3.3)$$

en soustrayant les deux relations de conservation, on obtient une troisième relation intéressante

$$2h^2\nu_1\nu_2 = m_e^2c^4 + 2(E_+E_- - p_+p_-c^2) \quad (3.4)$$

Arrivé à ce stade, nous pouvons remarquer que l'on aura toujours $E_+ \geq p_+c$ et $E_- \geq p_-c$ de par la définition de l'énergie totale. On voit alors que la condition de création de la paire de lepton se traduit par

$$h^2\nu_1\nu_2 \geq \frac{m_e^2c^4}{2} \quad (3.5)$$

Le produit des énergies des deux photons est donc la clé de la création de paires électron-positron. Cette énergie de seuil est importante car elle est la raison de l'opacité de l'Univers à un rayonnement particulier : celui des rayons γ de très haute énergie. En effet l'Univers est baigné dans le rayonnement fossile du Big-bang, le corps noir cosmologique (CNC). Cela induit que toute particule de l'Univers subit en permanence un bombardement de photons dont l'énergie typique est celle du CNC, i.e. $h\nu \sim k_B T_{CNC} \sim 10^{-3} eV$ où la température du CNC est de $2.7K$. Cela implique d'après ce que nous avons vu qu'aucun photon dont l'énergie sera supérieure à

$$h\nu \geq \frac{m_e^2c^4}{2h\nu_{CNC}} \simeq 10^{14} eV = 130 TeV$$

ne pourra se propager dans l'espace car il s'annihilera avec les photons du CNC. Dans la pratique un calcul détaillé prenant en compte les caractéristiques détaillées du CNC montre que les rayons γ dont l'énergie est supérieure à quelques dizaines de TeV sont absorbés.

Application : le mécanisme de fusée Compton

Une des applications astrophysiques utilisant la création de paires électron-positron à partir de photons de haute énergie est la "fusée" Compton. Ce mécanisme est un mécanisme d'accélération pouvant donner naissance à un plasma de paires ayant des vitesses proches de celle de la lumière. L'ingrédient principal de ce mécanisme est l'existence d'un champ de rayonnement de haute énergie anisotrope. En effet, considérons un champ de rayonnement isotrope constitué de photons d'énergie suffisamment élevée pour pouvoir donner naissance à des paires d'électron-positron. Si le champ est isotrope alors dès qu'une paire est créée, elle va rapidement entrer en collision avec d'autres électrons ou positrons pour s'annihiler à nouveau car dans toutes les directions des paires de particules-antiparticules sont constamment créées. Un tel champ de rayonnement aura en son sein un bouillonnement de particules qui disparaîtront aussitôt sans laisser de traces. Dans le cas d'un champ de rayonnement anisotrope, la création de paires va donner naissance à un flot de paires électron-positron dans la direction où le champ de rayonnement est le moins intense car dans cette direction le nombre de particules annihilatrices est plus faible que le flot de particules incidentes.

De tels champs de rayonnement ne sont pas communs car il faut à la fois qu'ils soient composés de photons de haute énergie et qu'ils présentent une géométrie adéquate à la survie des paires. C'est dans les noyaux actifs de galaxies (AGN) que l'on trouve ce genre de situation. Le plasma composant le disque d'accrétion autour d'un trou noir supermassif est extrêmement chaud et son rayonnement thermique peut atteindre la gamme d'énergie des rayons X. De plus la géométrie du disque et de son champ de rayonnement fait qu'un faisceau de paires peut se créer au dessus (et en dessous) du trou noir dans la région où les jets de matière en provenance du disque laisse la place à ce genre de plasma de survivre (voir figure 3.1). Des simulations poussées de ce genre de plasma ont montré qu'un plasma relativiste de paires peut se créer (facteur de Lorentz de l'ordre de 10) et reproduire les observations en provenance des AGN dont les jets sont alignés sur la ligne de visée (on les appelle les "blazars").

3.2 Emission Compton Inverse

Dans cette section, nous allons voir un des principaux mécanisme d'émission de photon de très haute énergie par des électrons : la diffusion Compton Inverse (CI). Cette diffusion permet d'augmenter l'énergie d'un champ de rayonnement de basse énergie en le faisant diffuser sur des électrons relativistes. Dans la première partie nous allons rappeler les propriétés fondamentales de l'interaction entre un électron et un photon au travers de la diffusion Compton. Dans la seconde partie, nous allons voir un régime particulier de cette diffusion Compton permettant la création de photons de haute énergie.

3.2.1 Diffusion Compton

La diffusion Compton est la diffusion d'un photon sur un électron. Cette diffusion est en réalité une absorption du photon incident par l'électron puis une émission d'un autre photon dans une

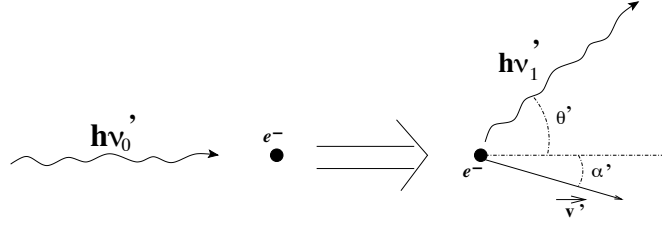


FIG. 3.2 – Diagramme d'interaction lors de la diffusion d'un photon par un électron au repos dans son référentiel propre. La diffusion entraîne une diminution de l'énergie de ce photon dans le référentiel de l'électron.

direction fixée par les règles de conservation de la physique. Nous allons nous placer dans le référentiel propre de l'électron où celui-ci se trouve au repos avant l'interaction. Nous noterons $h\nu'_0$ l'énergie du photon incident dans ce référentiel. Après l'interaction un autre photon d'énergie $h\nu'_1$ a été émis avec un angle θ' avec la direction incidente. L'électron va acquérir de la quantité de mouvement suite à l'interaction et nous la noterons $p' = \gamma m_e v'$ faisant un angle α' avec la direction incidente (voir figure 3.2).

Lois de conservation

La conservation de la quantité de mouvement totale lors de l'interaction nous permet d'écrire deux relations correspondant à la direction incidente et à la direction perpendiculaire à cette dernière. Nous avons alors

$$\begin{cases} 0 = -p' \sin \alpha' + \frac{h\nu'_1}{c} \sin \theta' \\ \frac{h\nu'_0}{c} = \frac{h\nu'_1}{c} \cos \theta' + p' \cos \alpha' \end{cases} \quad (3.6)$$

On en déduit l'expression du carré de la norme de la quantité de mouvement p^2 soit

$$p'^2 = \frac{h^2 \nu_0'^2}{c^2} \sin^2 \theta' + \left(\frac{h\nu'_0}{c} - \frac{h\nu'_1}{c} \cos \theta' \right)^2 \quad (3.7)$$

La conservation de l'énergie totale est plus simple à exprimer et nous indique que

$$h\nu'_0 + m_e c^2 = h\nu'_1 + \sqrt{m_e^2 c^4 + p'^2 c^2} \quad (3.8)$$

Pour réduire ce système d'équation, nous pouvons écrire le carré de l'énergie totale de l'électron et utiliser l'expression de p^2 trouvée précédemment pour aboutir à une équation n'impliquant que les paramètres relatifs aux photons :

$$(h(\nu'_0 - \nu'_1) + m_e c^2)^2 = m_e^2 c^4 + p'^2 c^2 = m_e^2 c^4 + h^2 (\nu_0'^2 + \nu_1'^2 - 2\nu'_0 \nu'_1 \cos \theta') \quad (3.9)$$

En développant tous les termes contenus dans les parenthèses, nous arriverons à la relation liant la fréquence du photon émis en fonction de la fréquence du photon incident et de l'angle d'émission

du photon :

$$\nu'_1 = \frac{\nu'_o}{1 + \frac{h\nu'_o}{m_e c^2} (1 - \cos \theta')} \quad (3.10)$$

Cette relation nous indique que quelque soit l'angle θ , le photon émis aura bien une fréquence plus basse que celle du photon incident. Ceci traduit évidemment la perte d'énergie du photon qui communique une partie de son énergie à l'électron via son énergie de recul.

Section efficace de diffusion

La section efficace de cette diffusion fût trouvée expérimentalement par J.J. Thomson au début du XXeme siècle. Klein et Nishina dérivèrent en 1929 l'expression théorique de cette section efficace en prenant en compte les termes de correction quantiques. L'expression qu'ils ont obtenue s'écrit

$$\frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega} = \frac{\xi^2}{2} \left(\frac{\hbar}{m_e c} \right)^2 \varepsilon^2 \left(\varepsilon + \frac{1}{\varepsilon} - 1 + \cos^2 \theta' \right) \quad (3.11)$$

où le paramètre $\varepsilon = \nu'_1/\nu'_o$ et ξ est la constante de structure fine $\xi = e^2/\hbar c = 1/137$. Cette section efficace différentielle représente la densité de probabilité d'avoir le photon diffusé à l'angle θ' dans le cône d'angle solide $d\Omega$. La section efficace s'obtient en intégrant l'expression précédente sur la sphère avec $d\Omega = 2\pi \sin \theta' d\theta'$. Le résultat est

$$\sigma_{KN} = 2\pi r_o^2 \left\{ \frac{1 + \delta}{\delta^3} \left(\frac{2\delta(1 + \delta)}{1 + 2\delta} - \ln(1 + 2\delta) \right) + \frac{\ln(1 + 2\delta)}{\delta} - \frac{1 + 3\delta}{(1 + 2\delta)^2} \right\} \quad (3.12)$$

où r_o est le rayon classique de l'électron tel que la section efficace de Thomson $\sigma_T = 8\pi r_o^2/3$ et où $\delta = h\nu'_o/m_e c^2$. Deux régimes apparaissent suivant la valeur de δ :

- Régime Thomson : c'est le cas où $\delta \ll 1$, l'expression de $\sigma_{KN} \rightarrow \sigma_T$. Dans ce régime l'énergie du photon est petite par rapport à l'énergie de masse de l'électron. C'est pour cette raison que Thomson a expérimentalement trouvé cette valeur car à son époque il n'utilisa que des photons d'énergie modérée.

- Régime Klein-Nishina : avec $\delta \gg 1$ ce régime est un régime où l'énergie du photon est beaucoup plus grande que l'énergie de masse de l'électron. Dans ce cas on peut voir que la section efficace tend vers une valeur beaucoup plus petite que la section efficace de Thomson car

$$\lim_{\delta \rightarrow \infty} \sigma_{KN} = \frac{3\sigma_T}{4\delta} \ll \sigma_T \quad (3.13)$$

On peut noter dans ce régime que l'énergie du photon diffusé est très inférieure à celle du photon incident puisque d'après la relation (3.10) si $\delta \gg 1$, on a

$$\frac{\nu'_1}{\nu'_o} \simeq \frac{1}{\delta(1 - \cos \theta')} \geq \frac{m_e c^2}{2h\nu'_o} \ll 1 \quad (3.14)$$

Dans le cas où $\theta' = \pi$, le régime Klein-Nishina n'est pas vérifié et on se retrouve dans une zone intermédiaire où $\delta \simeq 1$.

3.2.2 Emission Compton Inverse

Amplification relativiste

Nous avons vu jusqu'ici que la diffusion d'un photon par un électron au repos engendrait une perte d'énergie systématique pour le photon incident. L'effet Compton Inverse considère toujours cette diffusion mais en prenant en compte le déplacement de l'électron avec des vitesses relativistes. Si l'électron se déplace avec une vitesse petite par rapport à celle de la lumière, le décalage de fréquence entre le référentiel propre de l'électron et le référentiel de l'observateur sera faible car le décalage Doppler sera de l'ordre de v/c . Les résultats obtenus dans la partie précédente seront donc toujours valides. Les choses vont changer si l'électron est relativiste car les effets d'aberration relativiste vont jouer à plein.

Nous allons définir la configuration de la collision entre l'électron et le photon. Soit \mathcal{R} le référentiel de l'observateur où l'électron se déplace avec une vitesse v le long de l'axe (Ox) et \mathcal{R}' le référentiel propre de l'électron où ce dernier est au repos. On notera avec un ' les grandeurs vues depuis \mathcal{R}' et sinon les grandeurs seront vues depuis \mathcal{R} . On notera aussi α l'angle que font la vitesse de l'électron et la vitesse du photon incident dans \mathcal{R} et α' son alter-ego dans \mathcal{R}' . θ sera l'angle entre la vitesse de l'électron et la vitesse du photon diffusé dans \mathcal{R} et θ' son alter-ego dans \mathcal{R}' . En utilisant la transformation de Lorentz entre les deux référentiels pour le quadrivecteur énergie-impulsion du photon incident, on trouve que la relation de passage entre les fréquences dans les deux référentiels est $\nu' = \nu\gamma(1 - \beta \cos \alpha)$. Il faut bien voir ici qu'une collision frontale entre les deux particules se fait avec $\alpha = \pi$, ce qui donne alors une amplification $\nu' = \nu\gamma(1 + \beta)$. Une collision avec les deux vecteurs vitesse parallèles ($\alpha = 0$) amènera alors à une diminution de la fréquence $\nu' = \nu\gamma(1 - \beta) \simeq \nu/2\gamma$ pour un électron ultra-relativiste.

Le régime de la diffusion Compton Inverse est tel que l'on suppose que l'énergie du photon vue depuis le référentiel propre de l'électron reste faible par rapport à son énergie de masse. Cette condition implique donc que les photons impliqués dans la diffusion Compton inverse doivent avoir une énergie inférieure à $m_e c^2/2$. Cette limite haute de validité de la diffusion Compton Inverse implique des photons d'énergie pouvant aller jusqu'à des rayons X. Dans le cadre de cette diffusion on peut voir alors que la diffusion Compton dans le référentiel propre de l'électron ne modifie pas la fréquence du photon car $\delta \ll 1$. A ce stade nous savons ainsi que $\nu'_1 = \nu_o \gamma(1 - \beta \cos \alpha)$. En appliquant une transformation de Lorentz Inverse pour passer de \mathcal{R}' à \mathcal{R} , nous trouverons ainsi que

$$\frac{\nu_1}{\nu_o} = \gamma^2 \frac{(1 - \beta \cos \alpha)(1 + \beta \cos \theta')}{1 + \delta(1 - \cos \theta')} \leq 4\gamma^2 \quad (3.15)$$

avec $\delta = h\nu'_o/m_e c^2$. Comme nous l'avons vu, le cadre de la diffusion Compton Inverse impliquant $\delta \ll 1$ nous aurons principalement une amplification ou diminution d'énergie par effet Doppler (amplification ou diminution dépend de la configuration de la collision et de l'angle de réémission du photon). L'amplification maximale est de $4\gamma^2$ dans le cas d'une collision frontale avec une réémission parallèle à la vitesse de l'électron. Dans cette configuration, le photon prend de plein fouet l'impact de l'électron qui renvoie un photon dans le sens inverse.

Energie moyenne et puissance d'émission

Le rapport de l'énergie du photon émis par rapport à celle du photon incident donné par l'équation (3.15) nous montre que sa valeur dépend de l'angle d'arrivée du photon incident α et de

l'angle d'émission du photon diffusé dans le référentiel propre de l'électron θ' . Pour connaître la valeur moyenne de ce rapport, il nous faut considérer les densités de probabilité d'avoir un photon à l'angle considéré pour pouvoir calculer la valeur moyenne.

Commençons par l'angle α du photon incident. Quelle sera la probabilité qu'un photon viennent frapper l'électron avec un angle α ? La réponse se trouve dans la densité de photon incident arrivant sur l'électron. Dans le référentiel de l'observateur, cette densité est isotrope. Mais dans le référentiel de l'électron, cette densité de photon n'est plus isotrope à cause du déplacement de l'électron. Ce déplacement engendre une modification de la densité des photons incidents. En effet, si l'on regarde les relations obtenues (2.15) entre les angles définis dans un repère de l'observateur et ceux du référentiel propre, on peut montrer qu'un intervalle angulaire $d\alpha$ dans le référentiel de l'observateur sera vu comme un intervalle angulaire $d\alpha'(1 - \beta \cos \alpha)\gamma$. Suivant la valeur de l'angle d'incidence des photons, nous aurons ainsi une concentration du nombre de photons incident ou une dilution du nombre d'impact. La densité de photon frappant alors l'électron avec un angle α pendant son déplacement sera alors $N_o\gamma(1 - \beta \cos \alpha)$ où N_o est la densité de photon isotrope vue par un électron au repos dans le référentiel de l'observateur. Dans le cas d'une collision frontale ($\alpha = \pi$), l'électron aura un nombre de collision $\gamma(1 + \beta)$ fois plus important que quand il est au repos.

La densité de probabilité d'avoir un photon diffusé à l'angle θ' est donné par la formule de Klein-Nishina où dans le régime de la diffusion Compton Inverse, la section efficace différentielle se ramène à celle de Thomson

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 1} \frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega'}(\theta') = \frac{3\sigma_T}{16\pi}(1 + \cos^2 \theta') \quad (3.16)$$

ce qui est la densité de probabilité d'avoir un photon diffusé dans l'angle solide $d\Omega'$.

La valeur moyenne du rapport ν_1/ν_o se fait en intégrant sur l'angle solide d'incidence $d\Omega(\alpha) = \sin \alpha d\alpha d\phi$ et sur l'angle solide de diffusion $d\Omega'(\theta') = \sin \theta' d\theta' d\phi$. On a alors

$$\left\langle \frac{\nu_1}{\nu_o} \right\rangle = \frac{\iiint \frac{\nu_1}{\nu_o} \gamma(1 - \beta \cos \alpha) \frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega'} d\Omega d\Omega'}{\iint \gamma(1 - \beta \cos \alpha) d\Omega \times \iint \frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega'} d\Omega'} \quad (3.17)$$

Les termes apparaissant au dénominateur sont les intégrales des densités de probabilité servant à normaliser les probabilités. En développant l'expression précédente, nous arrivons à

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{\nu_1}{\nu_o} \right\rangle &= \frac{\gamma^3 \iint (1 - \beta \cos \alpha)^2 \sin \alpha d\alpha d\phi \times \iint (1 - \beta \cos \theta')(1 + \cos^2 \theta') \sin \theta' d\theta' d\phi}{4\pi^2 \gamma \sigma_T} \quad (3.18) \\ \rightarrow \left\langle \frac{\nu_1}{\nu_o} \right\rangle &= \gamma^2 \left[\frac{(1 - \beta \cos \alpha)^3}{3\beta} \right]_0^\pi \times \frac{3}{8} \left[-\cos \theta' - \frac{1}{3} \cos^3 \theta' \right]_0^\pi = \gamma^2 \left(1 + \frac{\beta^2}{3} \right) = \frac{4}{3} \gamma^2 - \frac{1}{3} \end{aligned}$$

L'essence même de la diffusion Compton Inverse se trouve résumée ici : en l'absence de mouvement relativiste de l'électron, le gain en énergie moyen sera égal à l'unité alors que pour un électron ultrarelativiste, le gain sera très important car de l'ordre de $4\gamma^2/3$.

Le calcul de la puissance moyenne diffusée par un électron se trouve facilement en sachant que la puissance associée au passage de l'électron s'écrit

$$P_{diff} = \sigma_T c U_{rad} \times \left(\frac{4}{3} \gamma^2 - \frac{1}{3} \right) \quad (3.19)$$

où U_{rad} est la densité volumique d'énergie du champ de photon incident. et où σ_{Tc} est le volume balayé par l'électron par unité de temps. Ce volume possède initialement une puissance $P = \sigma_{Tc}U_{rad}$, ce qui fait que pour obtenir la puissance nette de la diffusion Compton Inverse, nous devons soustraire les deux puissances :

$$P_{CI} = P_{diff} - P = \frac{4}{3}\sigma_{Tc}U_{rad}(\gamma^2 - 1) = \frac{4}{3}\sigma_{Tc}U_{rad}\beta^2\gamma^2 \quad (3.20)$$

On peut remarquer que la puissance trouvée par diffusion Compton Inverse a une expression très proche de celle associée au rayonnement synchrotron de ces mêmes électrons soit

$$\frac{P_{CI}}{P_{SYN}} = \frac{U_{rad}}{U_B} \quad (3.21)$$

La détection du rayonnement dominant au sein d'un environnement astrophysique peut ainsi permettre de contraindre les valeurs des densités d'énergie relatives au champ rayonnement et du champ magnétique.