

## Observatoire de Paris

Diplôme d'Université  
2024 - 2025

**Structuration de l'Univers**

Mémoire présenté et soutenu par  
**Michel CORNE**

Le 24 juin 2025

**Construction d'observables synthétiques de jets relativistes  
à partir de simulations en magnétohydrodynamique relativiste**

Sous la direction de Zakaria MELIANI

## Remerciements

---

Je tiens à remercier particulièrement Zakaria Meliani pour m'avoir guidé adroitement dans la rédaction de ce mémoire, en particulier concernant la forme attendue pour ce type de document.

Je remercie également Pierre Cristofari pour son écoute active et ses encouragements lors des réunions d'avancement.

*« L'astrophysique fait face à un défi méthodologique, car c'est une science essentiellement basée sur l'observation, sans accès aux expériences traditionnelles... Les astrophysiciens s'appuient sur des simulations numériques... à grand renfort de technologie... Les simulations jouent trois rôles dans le raisonnement en astrophysique : tester des hypothèses <sup>1</sup>, explorer l'espace des possibles <sup>2</sup>, amplifier les observations <sup>3</sup>. »*

(Jacquart, 2020) (traduit de l'anglais)

- 
- 1 Test d'hypothèses : « Un scientifique formule une hypothèse et utilise une simulation pour déterminer sa plausibilité ou la réfuter complètement... [Par exemple] les simulations testent l'hypothèse selon laquelle les anneaux [des galaxies annulaires] acquièrent leur forme à la suite de collisions. »
  - 2 Exploration de l'espace des possibles : « L'exécution de simulations avec différents paramètres [permet] de comprendre les limites dans lesquelles un phénomène peut se produire... [Par exemple] en modifiant différents paramètres d'entrée, les astrophysiciens peuvent apprendre dans quelles conditions une galaxie annulaire se forme ou pas. »
  - 3 Amplification des observations : « Les simulations permettent d'extraire plus d'informations à partir de simples clichés observationnels... [Par exemple] grâce aux simulations, les astrophysiciens ont déterminé que les structures radiales visibles dans les galaxies annulaires ne sont pas durables, mais se dissipent en quelques rotations, sur des échelles de temps relativement courtes. »

## Table des matières

Remerciements.....	2
Index des figures.....	6
Introduction.....	8
Chapitre 1. Jets relativistes des AGN.....	9
1.1. Qu'est-ce qu'un AGN ?.....	9
1.1.1. Observations.....	9
1.1.2. Modèle unifié.....	10
1.1.3. Trou noir.....	11
1.1.4. Disque d'accrétion.....	11
1.2. Qu'est-ce qu'un jet relativiste ?.....	12
1.2.1. Observations.....	12
1.2.2. Lancement des jets.....	13
1.2.3. Nœuds stationnaires et en mouvement.....	14
1.2.4. Émission et variabilité temporelle.....	15
1.2.5. Interactions choc-choc.....	15
1.2.6. Accélération des particules.....	15
Chapitre 2. Processus radiatifs.....	17
2.1. Particule chargée.....	17
2.1.1. Particule au repos.....	17
2.1.2. Particule en mouvement rectiligne uniforme.....	18
2.1.3. Particule en mouvement rectiligne après accélération.....	19
2.1.4. Flux de rayonnement.....	20
2.1.5. Puissance totale émise.....	20
2.2. Émission cyclotron.....	21
2.2.1. Particule en mouvement circulaire.....	21
2.2.2. Particule en mouvement hélicoïdal.....	22
2.2.3. Flux de rayonnement cyclotron.....	23
2.2.4. Puissance totale de l'émission cyclotron.....	24
2.3. Effets relativistes.....	24
2.3.1. Facteur de Lorentz.....	24
2.3.2. Effet Doppler relativiste.....	25
2.3.3. Focalisation relativiste (Doppler boosting).....	26
2.3.4. Transformation relativiste de la puissance rayonnée.....	27
2.4. Émission synchrotron.....	28
2.4.1. Flux de rayonnement synchrotron.....	28
2.4.2. Puissance totale de l'émission synchrotron.....	29
2.4.3. Spectre d'émission synchrotron.....	29
2.4.4. Émissivité synchrotron.....	31
2.4.5. Auto-absorption synchrotron.....	33
2.4.6. Refroidissement synchrotron.....	34
2.5. Émission synchrotron self-Compton.....	35
2.6. Transfert radiatif.....	37
Chapitre 3. Modélisation numérique d'un jet.....	39
3.1. Le code magnétohydrodynamique relativiste.....	39
3.2. Résolution numérique des équations.....	40
3.3. Simulation du jet relativiste.....	41
3.4. Injections de particules relativistes.....	42
3.5. Fonctionnement.....	43
Chapitre 4. Modélisation du rayonnement.....	45
4.1. Le code de calcul du rayonnement.....	45
4.2. Fonctionnement.....	45

Conclusion..... 46  
Bibliographie..... 47

## Index des figures

Figure 1: Image composite de la galaxie active Centaurus A révélant le disque de poussière, les lobes et les jets émanant du trou noir central (invisible).....	9
Figure 2: Modèle unifié des AGN. Les flèches indiquent l'angle de vue et l'objet correspondant. L'asymétrie du schéma montre les objets radio-bruyants en haut et radio-silencieux en bas.....	10
Figure 3: Trou noir en rotation. L'horizon des évènements d'où rien ne sort est en rouge. L'ergosphère d'où la matière peut s'échapper est en vert.....	11
Figure 4: Exemples de disques pour différents taux avec émission de jet pour des valeurs modérées.....	12
Figure 5: Radiogalaxie 3C31. Ses jets internes coniques se déforment en panaches s'étendant jusqu'à 300 kpc du centre.....	13
Figure 6: Schéma du mécanisme de Blandford-Znajek. Le champ magnétique ( $B_\phi$ , $B_p$ ) et le champ électrique $E_r$ permettent la création de paires électron-positron ( $e^-$ , $e^+$ ), alimentant les jets relativistes.....	14
Figure 7: Image du jet de 3C 111. Le nœud supérieur reste stationnaire au cours du temps, tandis que le nœud inférieur s'éloigne vers le bas de l'image dans la direction du jet.....	14
Figure 8: Cycle de Fermi I. La trajectoire de la particule est en vert. Elle fait un aller-retour entre l'aval et l'amont. Les nuages roses représentent des irrégularités magnétiques diffusant la particule. L'énergie initiale ( $E_0$ ) est inférieure à l'énergie finale ( $E_1$ ). La vitesse du plasma est plus grande en amont ( $v_2$ ) qu'en aval ( $v_1$ ).....	16
Figure 9: Champ électrique d'une charge au repos. Les flèches en vert représentent l'intensité et la direction du champ électrique à une distance $r$ de la charge en rouge.....	17
Figure 10: Champ électrique d'une charge se déplaçant à la vitesse $v$ . L'intensité du champ électrique dépend de l'angle $\theta$ entre sa direction en $r$ et celle de la vitesse.....	18
Figure 11: Champ électrique d'une charge en déplacement à la vitesse $v_0$ à l'instant $T$ , après une accélération pendant le temps $t_{acc}$ en $(x, t) = (0, 0)$ . La discontinuité du champ perpendiculaire s'est propagée jusqu'à la distance $R$ . Le champ magnétique induit est perpendiculaire à et à la direction de l'accélération. Le vecteur représente le flux du rayonnement.....	19
Figure 12: Flux rayonné par une charge de 1 coulomb après une brève accélération de $1 \text{ m.s}^{-2}$ . Les courbes bleue, verte et rouge représentent la densité de flux à des distances de 1, 2 et 3 m en fonction de $\theta$ en degrés. Les cercles concentriques indiquent la densité de flux en $\text{W.m}^{-2}$ .....	21
Figure 13: Charge en mouvement circulaire à la vitesse soumise à une accélération centripète. Le champ magnétique, perpendiculaire en tout point de la trajectoire, exerce une force centripète sur la charge.....	22
Figure 14: Charge en mouvement hélicoïdal. Sa vitesse fait un angle $\alpha$ par rapport au champ magnétique. La composante de la vitesse perpendiculaire au champ est notée $v_\perp$ , et la composante parallèle.....	23
Figure 15: Flux du rayonnement cyclotron en tout point situé à une distance $r$ de la charge. La surface du tore représente la puissance rayonnée en chaque point, dont la direction fait un angle $\theta$ avec celle de l'accélération.....	24
Figure 16: Facteur de Lorentz en fonction de la vitesse relative.....	25
Figure 17: Source de lumière verte se déplaçant vers la droite à la vitesse $v = 0,3c$ . L'observateur à droite la percevra violette, tandis que celui à gauche la verra rouge.....	26
Figure 18: Focalisation relativiste. Le rayonnement est isotrope, à gauche, du point de vue de la source ou d'un observateur sans mouvement relatif ( $\beta = 0$ ). Il se focalise de plus en plus vers l'avant avec l'augmentation de la vitesse de la source ( $\beta$ de 0,9 à 0,999) pour un observateur fixe, tandis que la couleur change par effet Doppler relativiste. $\psi$ représente le cône d'ouverture.....	27
Figure 19: Facteur de correction relativiste du flux $1/(1 - \beta \cos \theta)^5$ pour différentes valeurs de $\beta$ . Ce facteur prend des valeurs particulièrement élevées près de la direction du mouvement ( $\theta \approx 0$ ), d'autant plus que $\beta$ est grand.....	28

Figure 20: Flux du rayonnement synchrotron en tout point situé à une distance donnée de la charge. La surface du cône représente la puissance rayonnée en chacun de ces points.....	29
Figure 21: Spectre d'émission synchrotron normalisé en puissance et en fréquence par rapport à la fréquence critique $\nu_c$ . Le courbe croît en $x^{1/3}$ à basse fréquence jusqu'à la fréquence $\nu_{\max} \approx 0,29 \nu_c$ , puis chute exponentiellement en $e^{-x}$ au-delà de la fréquence critique $\nu_c$ .....	31
Figure 22: Densité de particules en fonction du facteur de Lorentz pour un indice de distribution en énergie $p = 2,5$ . Les électrons de haute énergie sont beaucoup moins nombreux.....	32
Figure 23: Émissivité synchrotron. Elle suit une loi de puissance dans la zone optiquement mince, entre la fréquence d'auto-absorption $\nu_a$ et la fréquence de coupure $\nu_c$ . En dehors de cette zone, elle est fortement diminuée.....	33
Figure 24: Temps de refroidissement pour un électron dans un champ de 1 mG en fonction du facteur de Lorentz, par exemple : $t_s = 327$ ans pour $\gamma = 10^5$ .....	35
Figure 25: Émission synchrotron self-Compton. Un photon synchrotron de basse énergie interagit avec un électron relativiste de plus haute énergie, gagne de l'énergie et voit sa fréquence augmenter après collision, tandis que l'électron perd de son énergie cinétique... .	36
Figure 26: Spectre à double bosse avec émissions synchrotron et SSC pour une population d'électrons d'énergie moyenne $\gamma = 10^4$ . Les fréquences de pics synchrotron et SSC sont respectivement égales à $10^9$ Hz et $10^{17}$ Hz, conformément au rapport $\gamma^2 = 10^8$ .....	37
Figure 27: Évolution de l'intensité du rayonnement $I$ le long d'un élément de longueur $s$ . L'intensité initiale, en pointillés verts, diminue exponentiellement en raison de l'absorption. La contribution locale de l'émission et de l'absorption, en pointillés bleus, s'accumule progressivement. L'intensité totale résultante est représentée en rouge.....	38
Figure 28: Simulation de la rentrée hypersonique d'une navette illustrant l'ajustement dynamique de la taille des cellules. Elles sont petites (en bleu et violet) dans les zones de forts gradients de Mach (chocs, sillage), et grandes ailleurs (en jaune et rouge).....	39
Figure 29: Méthode des volumes finis. $U_i$ représente, au centre de la cellule $i$ de longueur $\Delta x_i$ , les densités de masse, de quantité de mouvement et d'énergie, ainsi que le champ magnétique. $F_{i-1/2}$ et $F_{i+1/2}$ représentent les flux entrant et sortant aux interfaces des cellules adjacentes.....	40
Figure 30: Coupe longitudinale du jet avec maillage adaptatif. L'axe $z$ représente la direction du jet. La densité augmente du jaune au rouge, depuis le jet interne vers le milieu environnant.....	41
Figure 31: Coupe longitudinale du jet avec des nœuds de recollimation le long de son axe en $z_1$ et $z_2$ . La direction de propagation de l'onde de raréfaction fait un angle $\alpha$ avec la direction du jet.....	41
Figure 32: Coupe longitudinale du jet avec un choc mobile en $R = 85 R_{\text{jet}}$ se propageant vers la droite après avoir perturbé les chocs stationnaires en amont. La densité augmente du noir au blanc en passant par le rouge et le jaune.....	42
Figure 33: Extrait de fichier VTK de type UnstructuredGrid au format XML.....	44
Figure 34: Carte d'émission synchrotron à $10^{10}$ Hz d'un choc mobile passant de 100 à 180 $R_{\text{jet}}$ entre 7 et 15 ans . L'intensité augmente du noir vers le jaune en passant par le rouge... .	44

## Introduction

---

Les jets relativistes <sup>4</sup> sont des flux de matière très énergétiques qui peuvent se former dans les noyaux actifs de galaxies (AGN). Ils se forment près des trous noirs supermassifs sous l'effet des énergies magnétique et gravitationnelle environnantes. Leur étude permet de comprendre comment le gaz et les particules qui le constituent, peuvent être accélérés à des vitesses proches de celle de la lumière et émettre un rayonnement sur un large spectre.

Ce mémoire traite de la construction d'observables synthétiques de jets relativistes à partir de simulations en magnétohydrodynamique relativiste <sup>5</sup>. Le but est d'utiliser ces simulations numériques pour calculer le rayonnement d'un jet à différentes fréquences et le comparer aux observations.

Le mémoire est divisé en quatre parties. La première décrit les AGN et le fonctionnement de leurs jets. La deuxième explique comment le rayonnement est produit dans les jets et modifié en les traversant. La troisième présente un programme informatique permettant de simuler un jet avec des particules relativistes produisant du rayonnement. La quatrième présente un code informatique permettant de calculer le rayonnement du jet à différentes fréquences à partir de sa simulation.

Ce mémoire est basé sur la thèse de Gaëtan Fichet de Clairfontaine : *Modélisation unifiée de l'émission d'AGN détectés en rayons gamma* (Fichet de Clairfontaine, 2022). Sans en être un résumé, il en reprend la trame et vulgarise, tout en restant assez technique, certains concepts essentiels de la physique et des simulations numériques.

- 
- 4 Le mot relativiste signifie que les particules des jets se déplacent à une vitesse proche de la lumière, nécessitant de les traiter avec la relativité restreinte d'Einstein.
  - 5 L'hydrodynamique étudie le mouvement des fluides et leurs interactions avec les forces extérieures. La magnétohydrodynamique (MHD) intègre l'influence des champs magnétiques sur les fluides conducteurs. La magnétohydrodynamique relativiste (MHD-R) prend en compte les effets de la relativité restreinte, pour modéliser des plasmas relativistes comme ceux des jets astrophysiques.

## Chapitre 1. Jets relativistes des AGN

---

### 1.1. Qu'est-ce qu'un AGN ?

---

Les noyaux actifs de galaxies (AGN) sont des régions au centre des galaxies, alimentées par un disque d'accrétion autour d'un trou noir supermassif. Il est nécessaire de connaître leur fonctionnement pour comprendre la formation et l'évolution des jets relativistes.

#### 1.1.1. Observations

---

Dans le visible, certains AGN, comme les quasars, sont parmi les objets les plus lumineux de l'univers, alors que d'autres sont difficilement distinguables de leur galaxie hôte. Dans certains d'entre eux, se forment des jets qui peuvent se propager jusqu'au mégaparsec <sup>6</sup>.



Figure 1: Image composite de la galaxie active Centaurus A révélant le disque de poussière, les lobes et les jets émanant du trou noir central (invisible).

(ESO/WFI; APEX; NASA/CXC, 2009)

Les AGN ont une **grande luminosité bolométrique** <sup>7</sup> des milliers de fois supérieure à la galaxie hôte. Cette énergie est émise depuis une petite région d'environ 0,1 pc. Dans une galaxie ordinaire, le spectre en énergie présente un rayonnement thermique <sup>8</sup> avec un pic dans le visible et l'ultraviolet (UV) dû aux étoiles, et un autre dans le proche infrarouge (IR) dû aux poussières. Dans les AGN, le **spectre** est presque **plat** des IR aux rayons X, et très **intense en radio**. Certaines raies, très larges, indiquent des vitesses de nuage de gaz

---

6 Un parsec (pc) est une unité de distance astronomique d'environ 3,26 années-lumière. Par exemple, la Voie Lactée a un diamètre d'environ 30 000 parsecs.

7 La luminosité bolométrique est la puissance totale rayonnée dans toutes les longueurs d'onde.

8 Le rayonnement thermique est l'émission d'énergie lumineuse d'un corps en fonction de sa température.

jusqu'à  $10^4$  km/s dans la région BLR (Broad Line Region, voir §1.1.2). Les AGN ont des **variations de luminosité** dans tout le spectre, de l'ordre des minutes dans les rayons gamma et X jusqu'aux mois en radio.

### 1.1.2. Modèle unifié

Il existe plusieurs types d'AGN dont les radiogalaxies et les quasars, émettant fortement en radio, avec souvent des jets relativistes. Les différences entre les AGN viennent de l'angle d'observation et de la puissance du jet. On peut donc décrire leur structure grâce à un modèle unifié (Urry & Padovani, 1995; Urry, 2003).

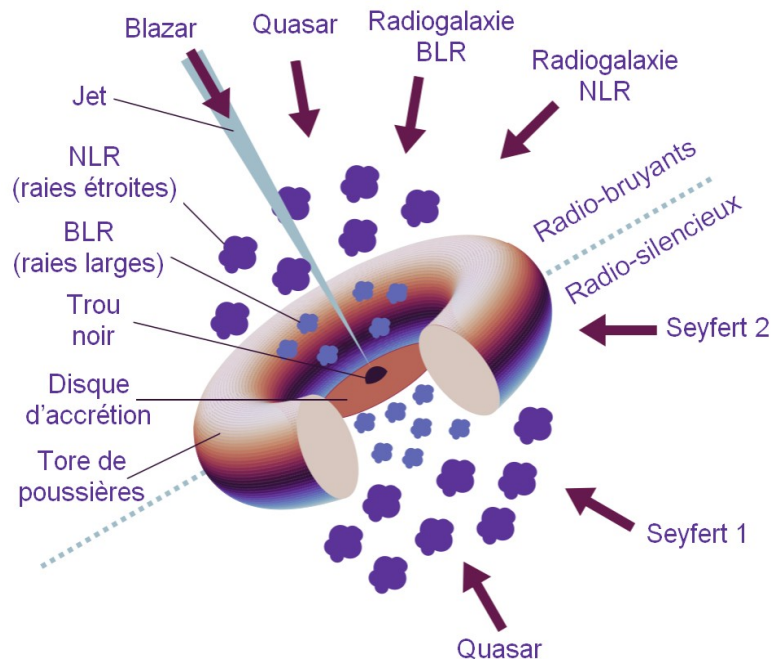


Figure 2: Modèle unifié des AGN. Les flèches indiquent l'angle de vue et l'objet correspondant. L'asymétrie du schéma montre les objets radio-bruyants en haut et radio-silencieux en bas.

(Alexander, 2022) (image traduite de l'originale)

D'après ce modèle, les AGN ont un **trou noir supermassif** au centre, parfois en rotation rapide, créant un environnement gravitationnel extrême. Un **disque d'accrétion**<sup>12</sup> chauffé par friction gravite autour du trou noir, en produisant une grande partie du rayonnement thermique, souvent dans l'UV et les X. Un **tore de poussières et de gaz** épais entoure le disque et réémet une partie du rayonnement absorbé dans l'infrarouge.

On distingue deux régions séparées par le plan du disque. La première est la **BLR** (Broad Line Region), constituée de nuages de gaz denses et rapides, situés entre 0,01 et 1 parsec du trou noir. Elle émet des raies spectrales larges. La deuxième est la **NLR** (Narrow Line Region), composée de gaz ionisé diffus sur plusieurs centaines de parsecs. Elle émet des raies spectrales étroites.

Environ 10 % des AGN sont dits **radio-bruyants**, car ils émettent de fortes ondes radio, jusqu'aux rayons gamma. Ils peuvent aussi émettre des **jets** relativistes de matière, s'étendant jusqu'au mégaparsec. Les autres AGN, dits **radio-silencieux**, génèrent des vents ou des jets de faible puissance.

### 1.1.3. Trou noir

---

Au cœur de ce modèle, le trou noir supermassif joue un rôle central, car il est le moteur des phénomènes énergétiques observés.

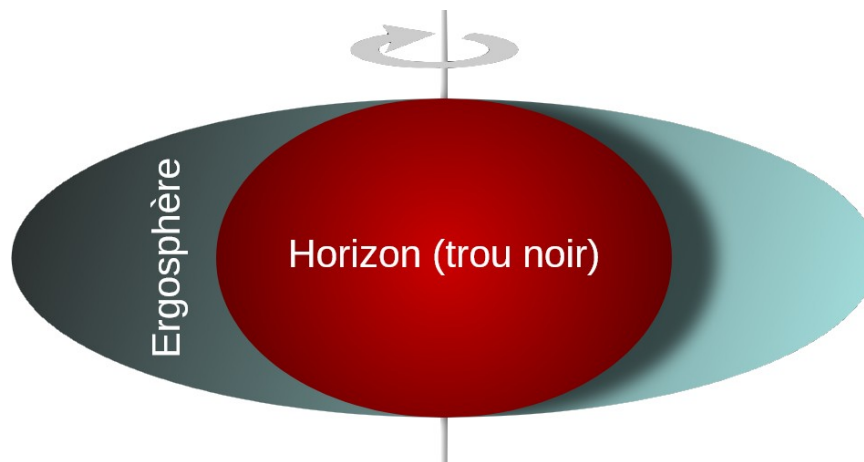


Figure 3: Trou noir en rotation. L'horizon des évènements d'où rien ne sort est en rouge. L'ergosphère d'où la matière peut s'échapper est en vert.

(Woland, 2016)

Un trou noir supermassif (TNSM) est un objet de masse énorme de  $10^5$  à  $10^{11} M_{\odot}$ , qui déforme l'espace-temps <sup>9</sup> environnant. Il est limité par un **horizon des événements** au-delà duquel rien ne s'échappe, ni la lumière. Le rayon de Schwarzschild d'un TNSM de  $10^9 M_{\odot}$  peut atteindre 10 unités astronomiques, soit la distance du Soleil à Saturne.

Mais, les trous noirs sont en rotation, car ils héritent du moment angulaire <sup>10</sup> de la matière qui les forme. Cette rotation entraîne celle de l'**ergosphère**, d'un rayon deux fois celui de Schwarzschild. L'énergie de rotation peut se retrouver en partie convertie en énergie magnétique alimentant des jets.

### 1.1.4. Disque d'accrétion

---

Le disque d'accrétion est une structure essentielle du modèle unifié des AGN. La matière converge vers le centre sous l'effet de la gravité et de la perte de moment angulaire par friction, qui se transforme en chaleur et en rayonnement. Le disque produit la majeure partie du rayonnement d'un AGN.

Le disque d'accrétion <sup>11</sup> se forme autour d'un trou noir avec la matière environnante attirée par sa gravité, en un disque mince en rotation képlérienne <sup>12</sup>. Sa viscosité et son taux

---

9 La déformation de l'espace-temps se traduit notamment par une courbure de la trajectoire de la lumière, et par une perception différente des distances et du temps, du point de vue du phénomène lui-même ou de l'observateur.

10 Le moment angulaire mesure la quantité de rotation d'un objet autour d'un axe. Il dépend de la vitesse de rotation, de la masse et de sa répartition.

11 L'accrétion est le processus de captation et d'accumulation de matière par la gravité d'un objet massif, formant souvent un disque.

12 La rotation képlérienne désigne l'orbite d'un objet autour d'un corps massif selon les lois de Kepler, où notamment, plus l'objet est proche, plus il tourne vite.

d'accrétion jouent un rôle important dans la formation des jets.

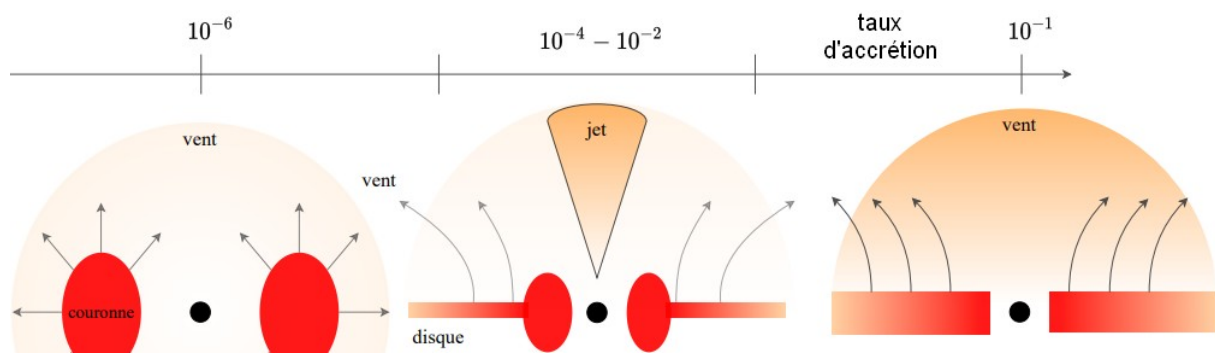


Figure 4: Exemples de disques pour différents taux avec émission de jet pour des valeurs modérées.

(Fichet de Clairfontaine, 2022) (image simplifiée de l'originale, fig. 2.5)

La **viscosité**<sup>13</sup> du disque d'accrétion est très élevée à cause des turbulences et des interactions magnétiques. Elle favorise l'accrétion, chauffe le disque par friction et permet la formation d'une couronne<sup>14</sup> et d'un vent<sup>15</sup> de disque.

Le fonctionnement du disque dépend principalement du **taux d'accrétion**, mesurant la quantité de matière accrétée par le trou noir par unité de temps. Si le taux est modéré, le vent émis peut être suffisamment contraint par les lignes de champ magnétiques pour être lancé en un jet (Yuan & Narayan, 2014).

## 1.2. Qu'est-ce qu'un jet relativiste ?

Les jets relativistes sont des flux de plasma éjectés à grande vitesse depuis les trous noirs supermassifs, sur de grandes distances. Ils émettent un rayonnement non-thermique dans un large spectre de longueurs d'onde, dont l'étude permet de mieux comprendre leur fonctionnement.

### 1.2.1. Observations

On distingue trois régions dans un jet. La première est celle du **lancement**, proche du trou noir. La deuxième est la région intermédiaire très collimatée, à l'**échelle du parsec**. La troisième s'étend jusqu'au mégaparsec, et peut se terminer en forme de **panache** ou de **lobe** avec un noyau radio central (voir fig. 1).

On peut n'observer qu'un seul jet sur les deux si l'angle d'observation par rapport à leur axe est faible. Le flux du jet qui vient vers l'observateur est amplifié, alors que l'autre est atténué voire invisible à cause de l'effet de focalisation relativiste (voir §2.3.3).

On s'intéresse, dans ce mémoire, à la région des jets à l'échelle du parsec au kiloparsec, car on y observe des **nœuds** stationnaires, en mouvement ou en interaction, où les particules sont accélérées à de très hautes énergies, produisant des **émissions** variables.

13 La viscosité mesure la résistance d'un fluide à l'écoulement, due aux forces de frottement internes entre ses couches. Plus un fluide est visqueux, plus il s'écoule lentement.

14 La couronne est une région de gaz très chaud autour du disque, qui émet principalement des rayons X, suite à l'accroissement énergétique des photons avec des électrons relativistes.

15 Le vent de disque est un écoulement de matière s'échappant du disque sous la pression du rayonnement ou des champs magnétiques.

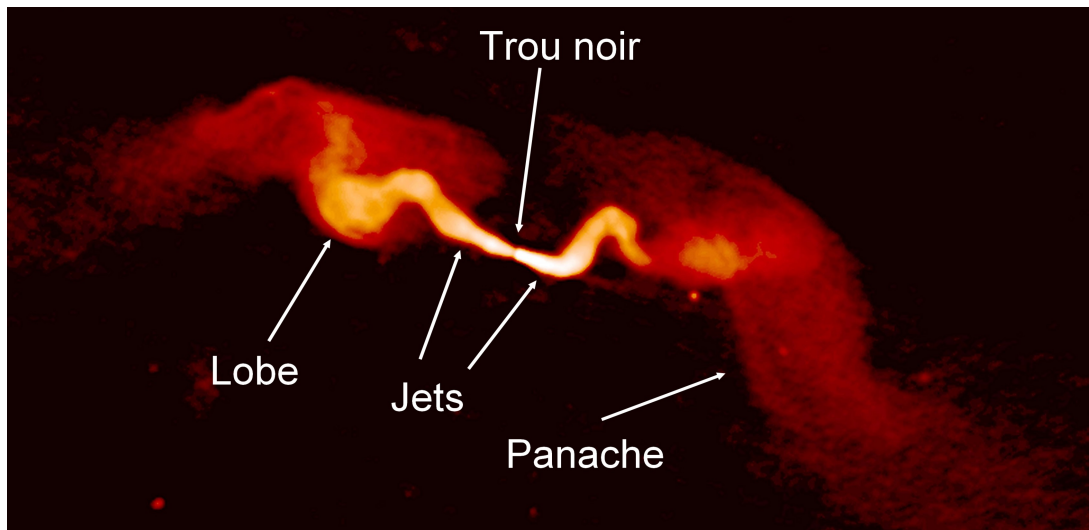


Figure 5: Radiogalaxie 3C31. Ses jets internes coniques se déforment en panaches s'étendant jusqu'à 300 kpc du centre.

(NRAO/AUI Archives, 1996) (image adaptée de l'originale et annotée)

## 1.2.2. Lancement des jets

Parmi les différents processus décrivant la formation de jets relativistes, le mécanisme de Blandford-Znajek (Blandford & Znajek, 1977) produit des jets leptoniques<sup>16</sup> dans un champ électromagnétique intense, favorisant le rayonnement synchrotron<sup>17</sup> (voir §2.4) et synchrotron self-Compton<sup>18</sup> (voir §2.5).

Ce mécanisme est basé sur un champ magnétique à grande échelle, généré par un courant électrique induit dans le disque d'accrétion. Ce champ est tordu et amplifié par l'effet Lense-Thirring<sup>19</sup> lorsqu'il plonge dans l'ergosphère en rotation, et génère un champ électrique intense dans le plasma, pouvant produire des paires électron-positron<sup>20</sup> par effet Schwinger<sup>21</sup>. D'autres paires sont également créées près du trou noir où les champs magnétiques et de rayonnements sont extrêmes, par interaction photon-photon X ou gamma. Ces paires sont ensuite accélérées et guidées le long des lignes de champ magnétique torsadées autour de l'axe de rotation du trou noir, contribuant à la collimation des jets relativistes.

16 Un lepton est une particule élémentaire dont l'électron et le positron (de charge opposée).

17 Le rayonnement synchrotron est une émission électromagnétique produite par des particules chargées accélérées à des vitesses relativistes dans un champ magnétique.

18 Le rayonnement synchrotron self-Compton est produit lorsque des photons synchrotron sont diffusés par les électrons qui les ont émis, gagnant ainsi en énergie.

19 L'effet Lense-Thirring est dû à la rotation d'un corps massif entraînant l'espace-temps alentour, et par conséquent les particules et les champs avec lui, selon la relativité générale d'Einstein.

20 Un positron est l'antiparticule de l'électron, de même masse mais de charge opposée positive.

21 L'effet Schwinger explique la création spontanée de paires électron-positron dans un champ électrique intense à partir du vide quantique et de son état d'énergie minimale.

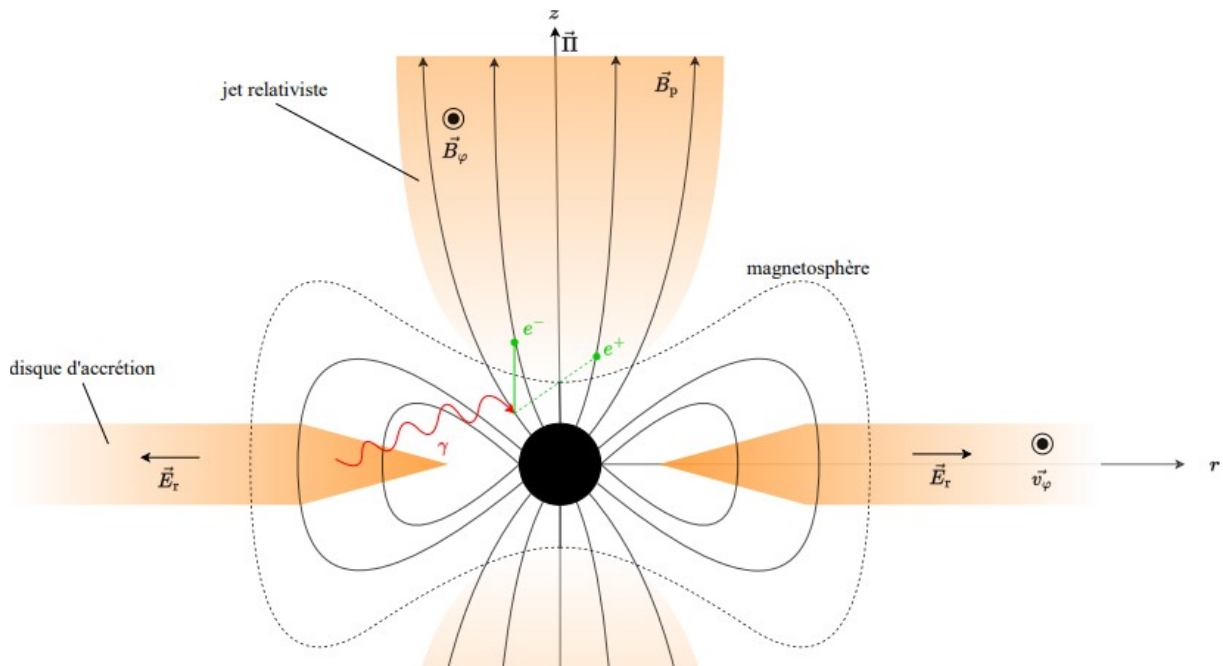


Figure 6: Schéma du mécanisme de Blandford-Znajek. Le champ magnétique ( $B_\phi, B_p$ ) et le champ électrique  $E_r$  permettent la création de paires électron-positron ( $e^-, e^+$ ), alimentant les jets relativistes. (Fichet de Clairfontaine, 2022) (fig. 2.7)

### 1.2.3. Nœuds stationnaires et en mouvement

On observe des nœuds brillants dans les jets, certains étant quasi stationnaires, d'autres en mouvement.

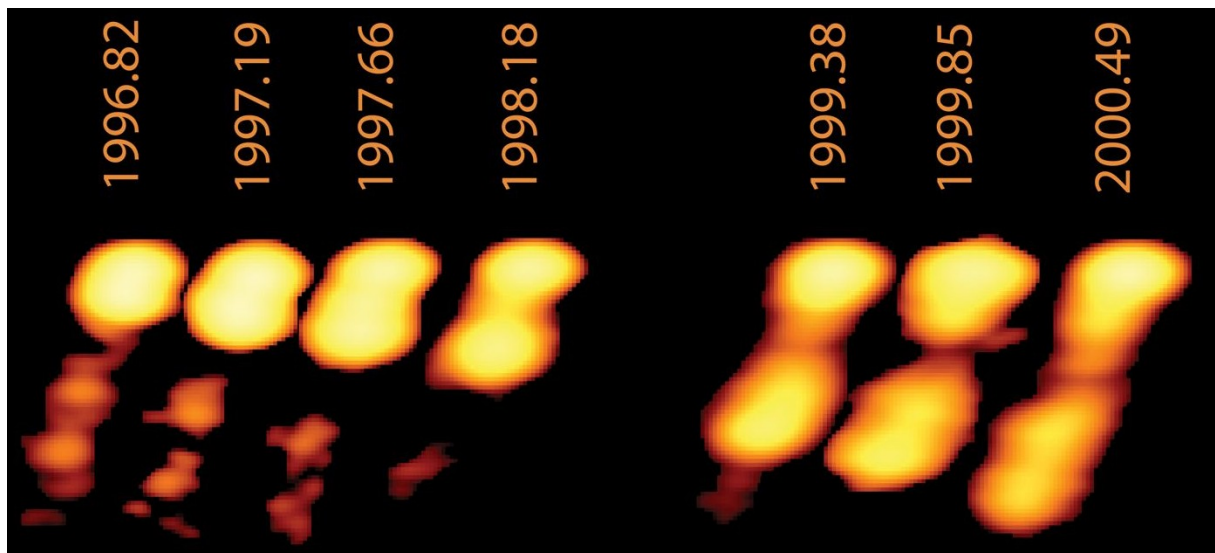


Figure 7: Image du jet de 3C 111. Le nœud supérieur reste stationnaire au cours du temps, tandis que le nœud inférieur s'éloigne vers le bas de l'image dans la direction du jet.

(NRAO/AUI/NSF, 2005) (extrait de l'image originale)

Les **nœuds stationnaires** peuvent être dus à des chocs <sup>22</sup> de recollimation. Le jet en surpression par rapport au milieu extérieur s'élargit. Une onde de raréfaction se crée et se propage depuis son axe jusqu'à l'interface avec l'extérieur. Elle s'y réfléchit et revient vers l'axe sous forme d'une onde de compression. Le cycle se répète sous forme d'alternance de zones de raréfaction et de compression le long du jet (voir §3.3).

Les **nœuds mobiles** se déplacent le long du jet. Certains se forment près du cœur radio suite à une variabilité. D'autres sont des nœuds stationnaires qui se sont détachés après une instabilité ou une interaction avec un nœud en mouvement. D'autres encore sont des chocs de relaxation suite à une telle interaction.

#### 1.2.4. Émission et variabilité temporelle

---

L'émission des nœuds comme celle du jet est non thermique et montre un spectre en énergie avec deux pics. Le premier, à basse énergie, jusqu'aux rayons X, est dû au rayonnement synchrotron des électrons relativistes (voir §2.2). Le deuxième, à haute énergie, est dû à différents mécanismes dont le rayonnement synchrotron self-Compton (voir §2.5).

Les AGN présentent des variations de flux de l'ordre de quelques secondes dans les rayons gamma à plusieurs mois dans le domaine radio.

#### 1.2.5. Interactions choc-choc

---

L'émission des jets est produite par des particules relativistes accélérées par différents mécanismes dont les chocs, et leurs interactions qui expliquent aussi leur variabilité. Lorsqu'un choc mobile traverse un choc stationnaire, on observe une forte hausse du flux radio, voire une éruption en rayons X ou gamma.

#### 1.2.6. Accélération des particules

---

Il existe plusieurs mécanismes d'accélération des particules dans les jets, dont l'accélération diffusive par choc, ou **Fermi I**, qui est retenue dans ce mémoire.

Les particules sont réfléchies par des irrégularités magnétiques <sup>23</sup> advectées <sup>24</sup> par le plasma situées de part et d'autre du choc, les renvoyant alternativement entre les régions amont et aval tout en les accélérant.

Cette accélération résulte de la différence de vitesse du plasma en amont et en aval du choc. Le plasma en amont arrive sur le choc qui le comprime, augmentant ainsi sa densité et sa pression, réduisant sa vitesse en aval par conservation de la quantité de mouvement <sup>25</sup>. Une partie de l'énergie cinétique est également convertie en chaleur.

---

22 Un choc est une zone abrupte de surpression entraînant une augmentation de la densité, qui se forme quand une onde de compression se propage plus vite que la vitesse du son locale.

23 Une irrégularité magnétique est une variation locale de l'intensité et de la direction du champ magnétique qui peut modifier la trajectoire des particules chargées, voire les renvoyer en sens inverse comme par réflexion.

24 L'advection est le transport d'une quantité comme la chaleur, la densité ou le champ magnétique par un fluide en mouvement, sans modification de cette quantité en absence de processus de conversion ou de diffusion durant le transport.

25 La conservation de la quantité de mouvement, issue de la deuxième loi de Newton, impose que le produit de la densité et de la vitesse reste constant à travers un choc dans un fluide.

Parce que le plasma se déplace plus vite en amont qu'en aval, une particule gagne en moyenne plus d'énergie cinétique en rebondissant sur une irrégularité en amont (généralement à contresens) qu'elle n'en perd sur une irrégularité en aval (généralement dans le même sens). Ce processus d'accélération cumulatif lui permet d'atteindre des vitesses très élevées.

Plus le choc est compressif, plus l'écart de vitesse entre l'amont et l'aval est grand, plus une particule relativiste est accélérée et plus le rayonnement émis s'étend vers les hautes fréquences.

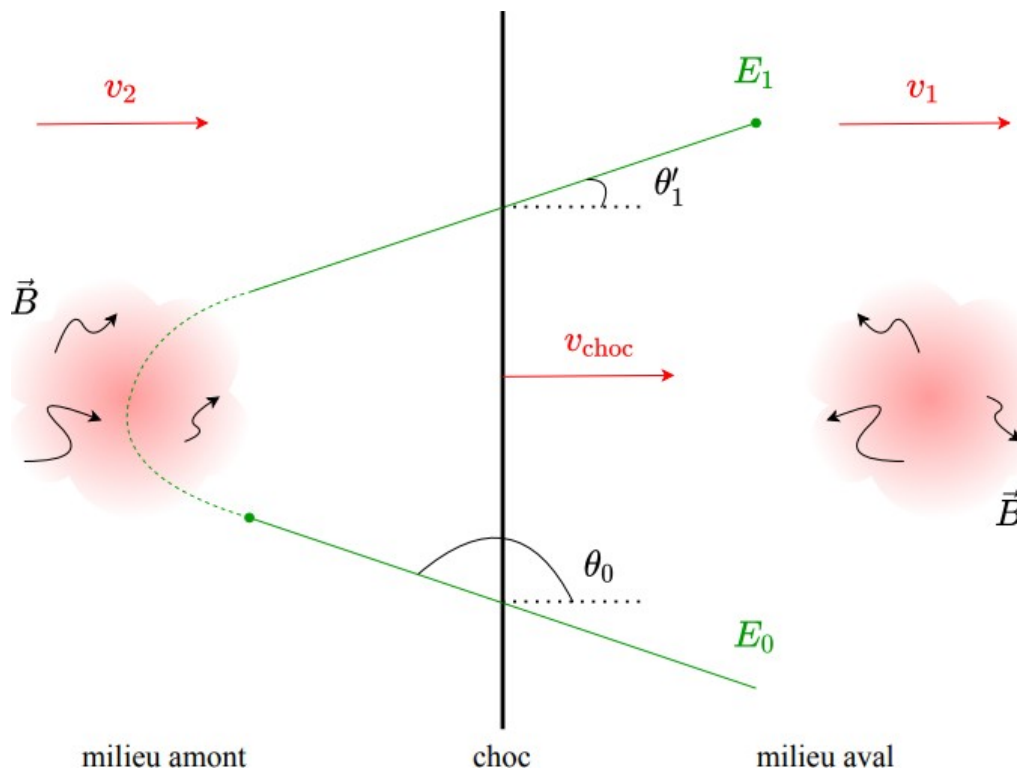


Figure 8: Cycle de Fermi I. La trajectoire de la particule est en vert. Elle fait un aller-retour entre l'aval et l'amont. Les nuages roses représentent des irrégularités magnétiques diffusant la particule. L'énergie initiale ( $E_0$ ) est inférieure à l'énergie finale ( $E_1$ ). La vitesse du plasma est plus grande en amont ( $v_2$ ) qu'en aval ( $v_1$ ).  
(Fichet de Clairfontaine, 2022) (fig. 5.2)

## Chapitre 2. Processus radiatifs

---

Pour comprendre l'émission des jets relativistes des AGN, il est nécessaire d'examiner le rôle des particules qui les composent, en particulier leur accélération qui génère un rayonnement, les mécanismes d'émission et d'absorption, et la façon dont le rayonnement se propage et se transforme à travers le jet.

### 2.1. Particule chargée

---

Les particules qui nous intéressent dans ce mémoire, dans le cadre d'un jet leptonique, sont l'électron et le positron, deux particules élémentaires de même masse et de charges électriques opposées.

#### 2.1.1. Particule au repos

---

Une particule chargée au repos par rapport à l'observateur crée un champ électrique radial isotrope<sup>26</sup> autour d'elle, pouvant exercer une force sur une autre particule chargée placée à proximité, en l'attirant ou en la repoussant selon le signe de sa charge.

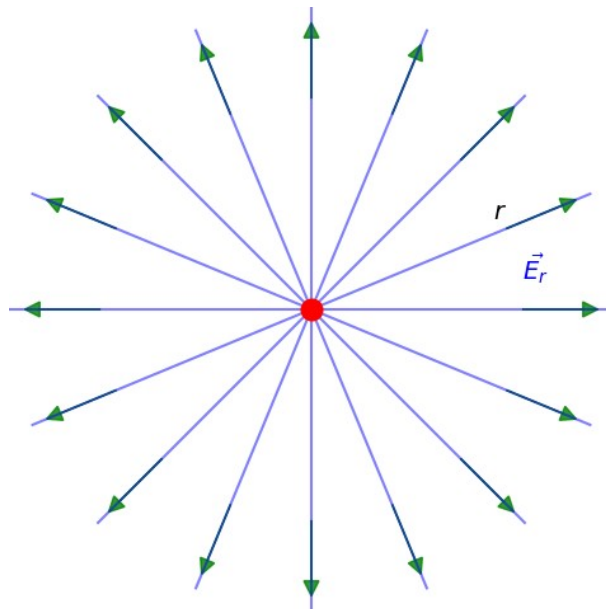


Figure 9: Champ électrique d'une charge au repos. Les flèches en vert représentent l'intensité et la direction du champ électrique  $\vec{E}_r$  à une distance  $r$  de la charge en rouge.

(ChatGPT, 2025)

L'intensité du champ électrique en un point donné est inversement proportionnelle au carré de la distance à la charge :

$$E_r \propto \frac{1}{r^2}$$

---

26 Isotrope signifie que l'intensité et la direction d'un champ sont les mêmes dans toutes les directions à partir de la source, comme la lumière d'une ampoule.

où :

- $E_r$  est l'intensité du champ électrique en  $V.m^{-1}$ ,
- $r$  est la distance radiale entre un point donné et la charge.

Ce champ influence les charges environnantes, mais la particule n'émet pas d'ondes électromagnétiques.

### 2.1.2. Particule en mouvement rectiligne uniforme

Une particule chargée en mouvement rectiligne uniforme par rapport à l'observateur, crée un champ électrique radial non isotrope autour d'elle, avec une compression des lignes de champ dans le sens du déplacement.

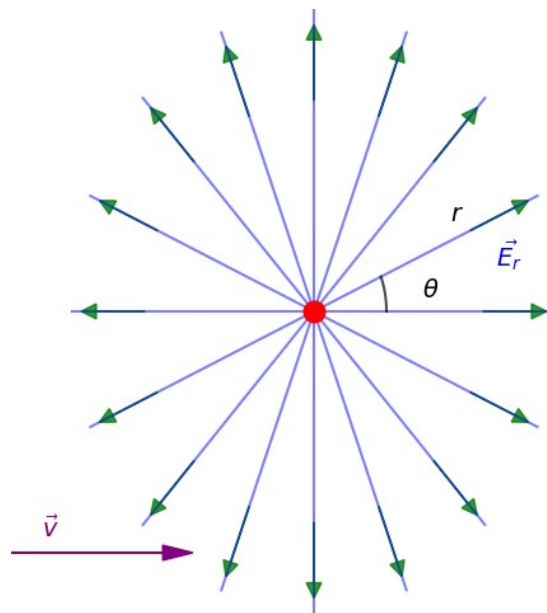


Figure 10: Champ électrique d'une charge se déplaçant à la vitesse  $v$ . L'intensité du champ électrique  $\vec{E}_r$  dépend de l'angle  $\theta$  entre sa direction en  $r$  et celle de la vitesse.

(ChatGPT, 2025)

L'intensité du champ électrique en un point donné est inversement proportionnelle au carré de la distance à la charge, mais dépend aussi de la vitesse de la particule et de l'angle entre la direction du champ et celle du mouvement :

$$E_r \propto f\left(\frac{1}{r^2}, v, \sin \theta\right)$$

où :

- $v$  est la vitesse de la particule le long de l'axe horizontal,
- $\theta$  est l'angle entre la direction du champ au point  $r$  et celle de la vitesse.

À une même distance  $r$ , le champ est plus intense perpendiculairement ( $\theta = \pm\pi/2$ ) que dans le sens du déplacement ( $\theta = 0$  ou  $\pi$ ).

Il y a création d'un champ magnétique statique  $B \propto v$ , sans rayonnement électromagnétique.

### 2.1.3. Particule en mouvement rectiligne après accélération

Une particule chargée accélérée pendant une fraction de seconde, génère une perturbation dans le champ électrique autour d'elle, avec une composante perpendiculaire.

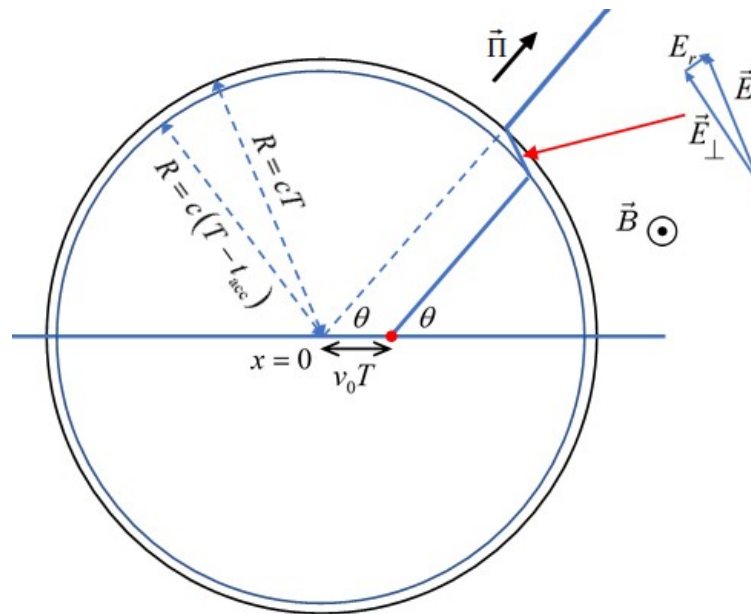


Figure 11: Champ électrique d'une charge en déplacement à la vitesse  $v_0$  à l'instant  $T$ , après une accélération pendant le temps  $t_{acc}$  en  $(x, t) = (0, 0)$ . La discontinuité du champ perpendiculaire  $\vec{E}_\perp$  s'est propagée jusqu'à la distance  $R$ . Le champ magnétique  $\vec{B}$  induit est perpendiculaire à  $\vec{E}$  et à la direction de l'accélération. Le vecteur  $\vec{\Pi}$  représente le flux du rayonnement.

(Purcell & Morin, 2013) (image adaptée de l'originale, fig. H.2)

L'intensité du champ électrique perpendiculaire, en un point donné, est inversement proportionnelle à la distance à la charge, et proportionnelle à l'accélération, et à l'angle entre la direction du champ radial  $E_r$  et de l'accélération :

$$E_\perp \propto \frac{a \sin \theta}{r}$$

où :

- $E_\perp$  est la composante perpendiculaire du champ électrique,
- $a$  est l'accélération de la charge,
- $\theta$  est l'angle entre la direction du champ radial et de l'accélération (horizontale).

Cette perturbation crée un champ magnétique d'intensité  $B \propto E$ , perpendiculaire au champ électrique et à l'accélération.

L'accélération de la particule est responsable du rayonnement électromagnétique transportant de l'énergie et observable sous forme d'ondes. Il s'agit ici d'une impulsion électromagnétique. Si par contre, l'accélération était uniforme, le rayonnement serait également uniforme sans variation temporelle.

À grande distance, la composante perpendiculaire  $E_{\perp}$  domine la composante radiale  $E_r$ , car  $1/r \gg 1/r^2$ . Elle est maximale quand elle est perpendiculaire à l'accélération ( $\theta = \pm\pi/2$ ) et nulle dans sa direction ( $\theta = 0$  ou  $\pi$ ).

#### 2.1.4. Flux de rayonnement

---

Le flux de rayonnement quantifie l'énergie transportée par les ondes électromagnétiques. Il est décrit par le vecteur de Poynting  $\vec{\Pi}$  qui représente la puissance transmise par unité de surface appelée densité de puissance ou de flux. Le flux est perpendiculaire au champ électrique  $\vec{E}_{\perp}$  et au champ magnétique  $\vec{B}$ , et radial dans ce cas :

$$\vec{\Pi} \propto \vec{E}_{\perp} \times \vec{B} \propto E_{\perp}^2 \propto \frac{a^2 \sin^2 \theta}{r^2}$$

où  $\vec{\Pi}$  est la densité de flux en  $\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ .

Le vecteur du flux  $\vec{\Pi}$  pointe dans la direction de l'onde qui est radiale ici (voir fig. 13).

À une distance donnée, la puissance du flux est maximale quand il est perpendiculaire à l'accélération ( $\theta = \pm\pi/2$ ) et nulle dans sa direction ( $\theta = 0$  ou  $\pi$ ). La puissance diminue avec le carré de la distance.

La puissance de rayonnement est représentée en 2D par un dipôle avec deux lobes caractéristique d'une courbe en  $\sin^2\theta$  (voir fig. 12) ou une forme torique en 3D, telle un anneau d'énergie autour de la particule dont l'axe horizontal est dans la direction de l'accélération (voir fig. 15).

#### 2.1.5. Puissance totale émise

---

La puissance totale du rayonnement se calcule en intégrant le flux sur tous les angles  $\theta$  entre  $0$  et  $180^\circ$ , et sur la troisième dimension  $\Phi$  (perpendiculaire au plan de fig. 12) entre  $0$  et  $360^\circ$ , correspondant à une rotation autour de l'axe horizontal (décrivant un tore dans l'espace). Cette puissance est proportionnelle au carré de l'accélération :

$$P \propto a^2$$

où  $P$  est la puissance en  $\text{erg.s}^{-1}$ .

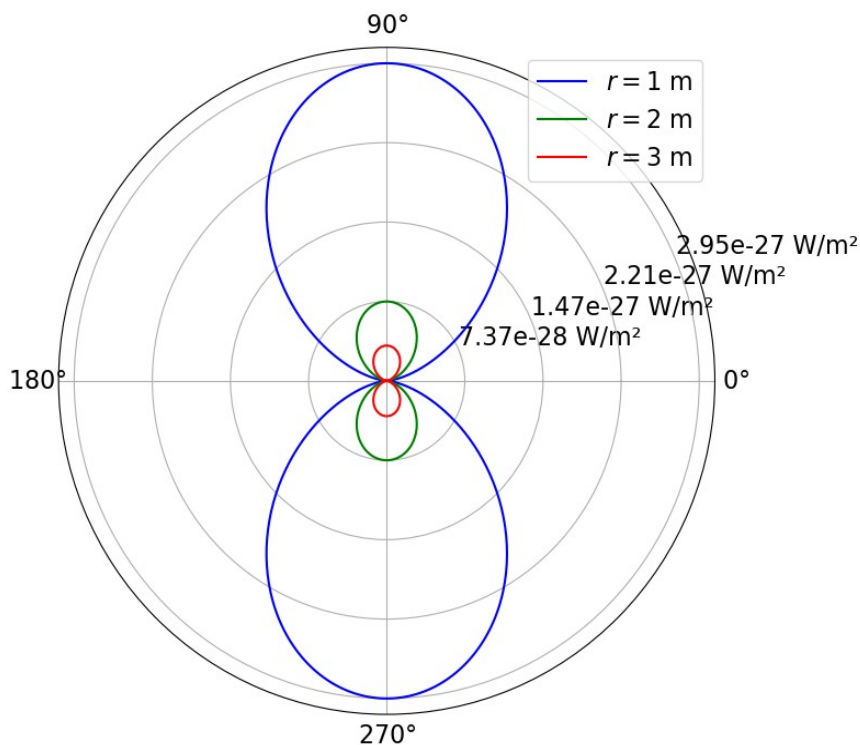


Figure 12: Flux rayonné par une charge de 1 coulomb après une brève accélération de  $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ . Les courbes bleue, verte et rouge représentent la densité de flux à des distances de 1, 2 et 3 m en fonction de  $\theta$  en degrés. Les cercles concentriques indiquent la densité de flux en  $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ .

(ChatGPT, 2025)

## 2.2. Émission cyclotron

Une particule chargée se déplaçant dans un champ magnétique suit une trajectoire courbée et émet un rayonnement, dit cyclotron en régime non relativiste <sup>27</sup>.

### 2.2.1. Particule en mouvement circulaire

Une charge qui se déplace dans un champ magnétique perpendiculaire à sa vitesse, est soumise à une force et une accélération centripètes perpendiculaires aux deux, ce qui induit un mouvement circulaire.

La **pulsation** et la **fréquence de rotation**, dites de Larmor, de la charge sont proportionnelles à l'intensité du champ magnétique :

$$\omega_B = \frac{qB}{m} \text{ et } \nu_B = \frac{\omega_B}{2\pi} = \frac{qB}{2\pi m}$$

où :

- $\omega_B$  est la pulsation de rotation en  $\text{rad}\cdot\text{s}^{-1}$ ,
- $\nu_B$  est la fréquence de rotation (nombre de tours par seconde) en hertz,

<sup>27</sup> Le terme non relativiste se réfère à des vitesses de particules très petites par rapport à celle de la lumière, qui peuvent s'additionner simplement selon la mécanique newtonienne.

- $q$  est la charge de la particule,
- $m$  est la masse de la particule.

Cette accélération entraîne l'émission d'un rayonnement électromagnétique quasi-monochromatique dont la fréquence est égale à la fréquence de rotation de la charge  $\nu_c$ . Elle est généralement dans le domaine radio de quelques Hz ou quelques kHz.

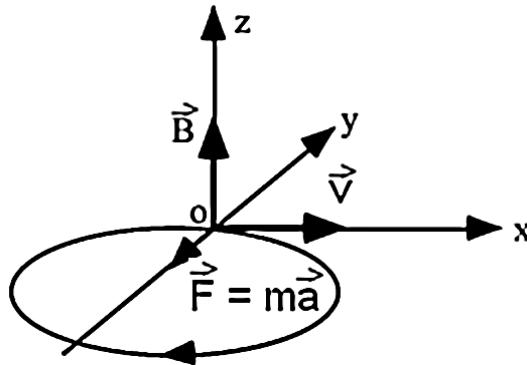


Figure 13: Charge en mouvement circulaire à la vitesse  $\vec{v}$  soumise à une accélération centripète  $\vec{a}$ . Le champ magnétique  $\vec{B}$ , perpendiculaire en tout point de la trajectoire, exerce une force centripète  $\vec{F}$  sur la charge.

### 2.2.2. Particule en mouvement hélicoïdal

Le mouvement hélicoïdal d'une particule chargée dans un champ magnétique uniforme se produit lorsque la vitesse initiale de la particule a une composante parallèle et perpendiculaire au champ. La première correspond à une translation dans la direction du champ, et la deuxième induit la rotation circulaire vue précédemment.

L'angle entre la direction de la vitesse et celle du champ magnétique est appelé **pitch** :

$$\alpha = \arctan \frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}}$$

où :

- $\alpha$  est l'angle entre la direction de la vitesse et celle du champ en radian ou degré,
- $v_{\perp}$  est la composante de la vitesse perpendiculaire au champ magnétique,
- $v_{\parallel}$  est la composante parallèle.

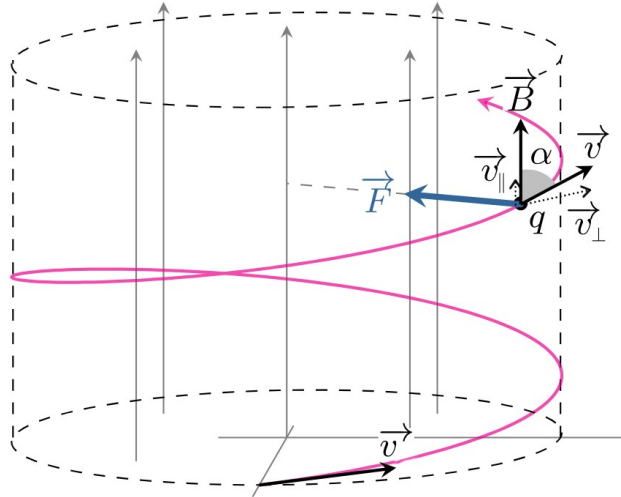


Figure 14: Charge en mouvement hélicoïdal. Sa vitesse  $\vec{v}$  fait un angle  $\alpha$  par rapport au champ magnétique  $\vec{B}$ . La composante de la vitesse perpendiculaire au champ est notée  $v_{\perp}$ , et la composante parallèle  $v_{\parallel}$ .

### 2.2.3. Flux de rayonnement cyclotron

Le flux de rayonnement cyclotron s'exprime en fonction de l'accélération (voir §2.1.4) ou de l'intensité du champ magnétique :

$$\vec{\Pi}_C \propto \frac{a^2 \sin^2 \theta}{r^2} \propto \frac{B^2 \sin^2 \theta}{r^2}$$

où :

- $\vec{\Pi}_C$  est la densité de flux  $\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ ,
- $\theta$  est l'angle entre la direction radiale et celle de l'accélération centripète de la charge.

La puissance rayonnée en tout point à une distance  $r$  de la charge est proportionnelle à  $\sin^2 \theta$ , avec une symétrie axiale autour de la direction de l'accélération. Elle a la forme d'un tore. Elle est maximale pour  $\theta = \pm\pi/2$  et nulle pour  $\theta = 0$  ou  $\pi$ .

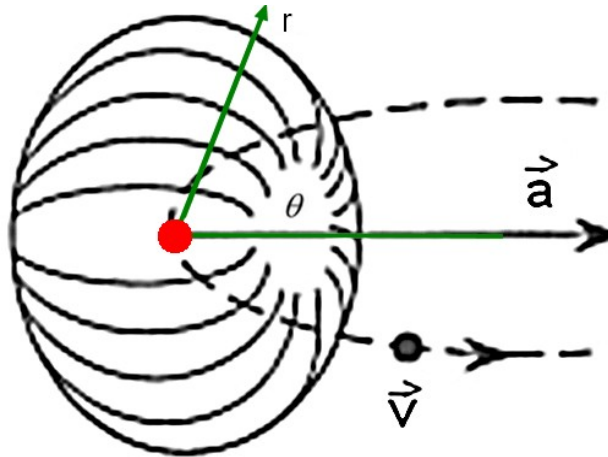


Figure 15: Flux du rayonnement cyclotron en tout point situé à une distance  $r$  de la charge. La surface du tore représente la puissance rayonnée en chaque point, dont la direction fait un angle  $\theta$  avec celle de l'accélération.

### 2.2.4. Puissance totale de l'émission cyclotron

La puissance totale de l'émission cyclotron s'exprime en fonction de l'accélération, comme vu précédemment, ou en fonction de l'intensité du champ magnétique et de la vitesse de rotation :

$$P_{C\perp} \propto a^2 \propto B^2 v^2$$

où  $P_{C\perp}$  est la puissance en  $\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}$ .

S'il y a un pitch, la puissance doit être corrigée pour ne tenir compte que de la composante perpendiculaire au champ magnétique :

$$P_C \propto P_{C\perp} \cdot \sin^2 \alpha \propto B^2 v^2 \cdot \sin^2 \alpha$$

où :

- $P_C$  est la puissance en  $\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}$ ,
- $\alpha$  est l'angle entre la vitesse et le champ magnétique.

La puissance émise est nulle pour  $\alpha = 0$ , car il n'y a ni mouvement circulaire ni émission cyclotron. Elle est maximale pour  $\alpha = \pm\pi/2$ .

## 2.3. Effets relativistes

Quand une particule se déplace à une vitesse proche de la lumière, le rayonnement observé est modifié par les effets relativistes. Les résultats établis pour l'émission cyclotron sont alors étendus à l'émission synchrotron en les corrigeant grâce à la relativité restreinte.

### 2.3.1. Facteur de Lorentz

Le facteur de Lorentz  $\gamma$  est fondamental dans la relativité restreinte. Par exemple, quand une particule se déplace à une vitesse proche de la lumière, une longueur dans le sens du

déplacement paraît plus courte pour un observateur fixe que pour la particule ( $L_{\text{obs}} = L_{\text{par}}/\gamma$ ), mais la durée d'un événement plus longue ( $t_{\text{obs}} = \gamma t_{\text{par}}$ ). Le facteur de Lorentz est défini par :

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \text{ avec } \beta = \frac{v}{c}$$

où :

- $\gamma$  est le facteur de Lorentz, toujours supérieur à 1 (sans dimension), typiquement  $10^2$  à  $10^6$  pour les particules ultra-relativistes et 5 à 50 pour le plasma du jet,
- $\beta$  est la vitesse relative de la particule par rapport à la lumière (sans dimension),
- $v$  est la vitesse de la particule dans le référentiel de l'observateur,
- $c$  est la vitesse de la lumière.

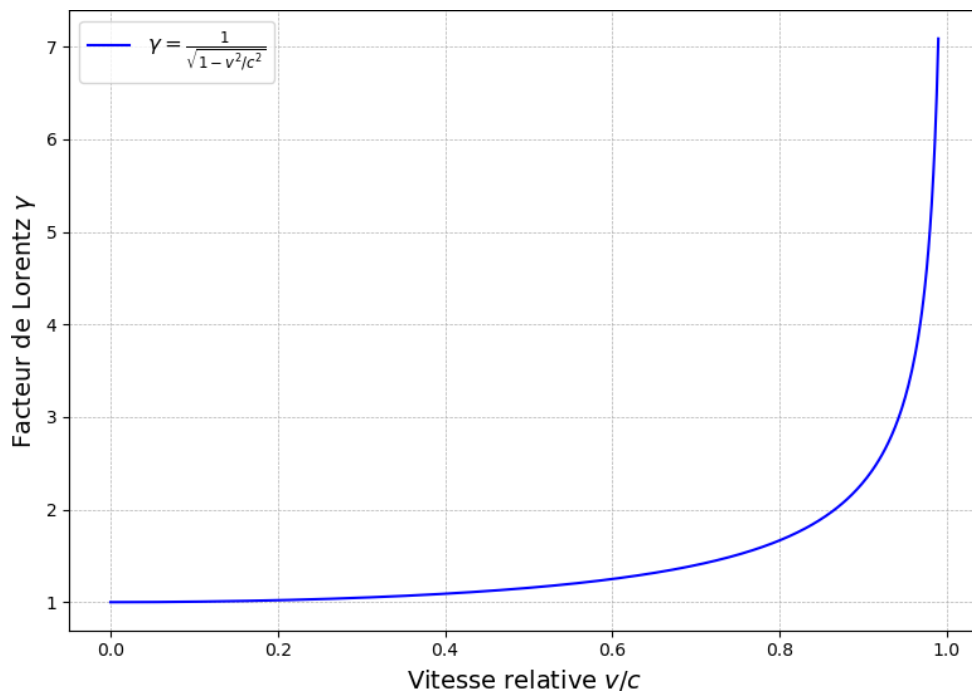


Figure 16: Facteur de Lorentz en fonction de la vitesse relative.

(ChatGPT, 2025)

### 2.3.2. Effet Doppler relativiste

L'effet Doppler (classique) explique la modification de la fréquence d'un rayonnement perçue par un observateur quand une source en mouvement s'en approche ou s'en éloigne à une vitesse non relativiste. La fréquence observée est :

$$\nu_{\text{obs}} = \nu_{\text{emis}} \frac{1}{1 - \beta \cos \theta}$$

où :

- $\nu_{\text{obs}}$  est la fréquence mesurée par l'observateur en hertz,
- $\nu_{\text{emis}}$  est la fréquence émise par la particule en hertz,
- $\beta$  est la vitesse relative de la particule par rapport à la vitesse de la lumière,
- $\theta$  est l'angle entre la direction du mouvement et la ligne de visée de l'observateur.

Le facteur  $1/(1 - \beta \cos \theta)$  provient du décalage des fronts d'onde dû au déplacement de la source, qui entraîne un décalage vers le bleu quand elle s'approche ( $\cos \theta < 0$ ), les fronts d'onde étant comprimés, et un décalage vers le rouge quand elle s'éloigne ( $\cos \theta > 0$ ), les fronts d'onde étant étirés.

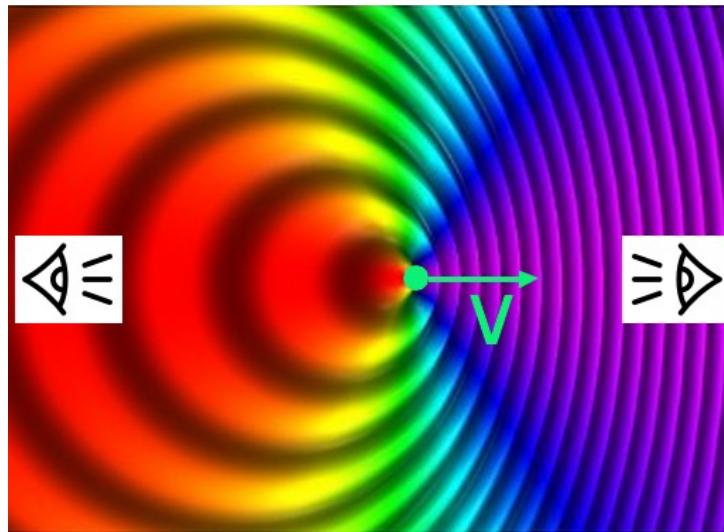


Figure 17: Source de lumière verte se déplaçant vers la droite à la vitesse  $v = 0,3c$ . L'observateur à droite la percevra violette, tandis que celui à gauche la verra rouge.

(Syp, 2006) (image adaptée de l'originale)

Lorsque la source se déplace à une vitesse relativiste, l'effet Doppler doit être corrigé pour tenir compte de la dilatation du temps du point de vue de l'observateur, ce qui atténue le décalage effectivement perçu par le facteur de Lorentz, le décalage vers le bleu (rouge) pour une source s'approchant (s'éloignant) est donc en réalité moins marqué :

$$v_{obs} = \frac{1}{\gamma} v_{obs\text{ clas}} = v_{emis} \frac{\sqrt{(1-\beta^2)}}{1-\beta \cos \theta}$$

soit :

$$v_{obs} = \delta v_{emis} \text{ avec } \delta = \frac{1}{\gamma(1-\beta \cos \theta)}$$

où :

- $v_{obs}$  est la fréquence mesurée par l'observateur en hertz,
- $v_{obs\text{ clas}}$  est la fréquence calculée par l'observateur sans correction relativiste en hertz,
- $\delta$  est le **facteur Doppler relativiste**.

### 2.3.3. Focalisation relativiste (Doppler boosting)

Le rayonnement d'une particule relativiste est isotrope dans son référentiel propre. Mais pour un observateur fixe, il apparaît focalisé autour de la direction du mouvement à cause de la transformation relativiste des angles. Le rayonnement a la forme d'un **cône**, dont l'ouverture est inversement proportionnelle au facteur de Lorentz :

$$\psi \propto \frac{1}{\gamma}$$

où  $\psi$  est l'angle d'ouverture du cône en radian.

Par exemple :

$\beta$	$\gamma$	$\psi$ (°)
0,9	2,3	25
0,99	7,1	8
0,999	22,4	2,6

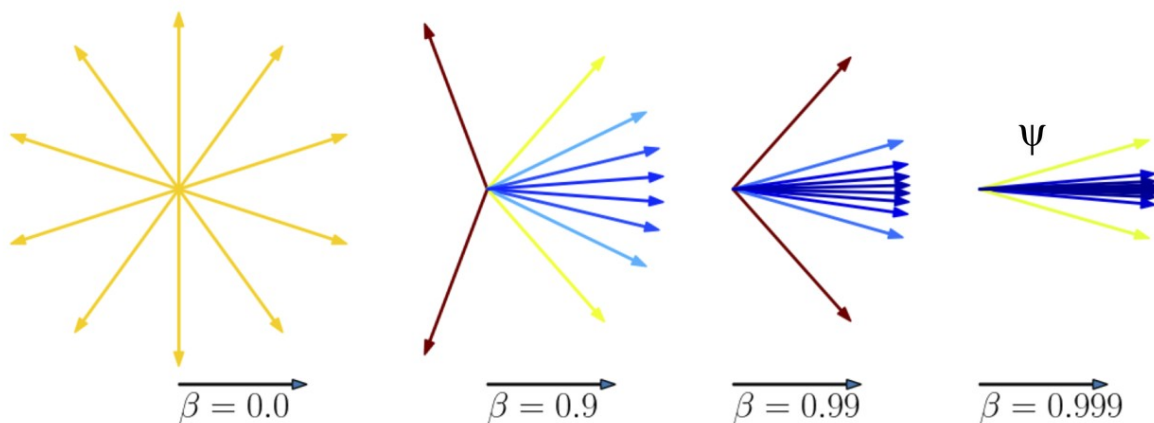


Figure 18: Focalisation relativiste. Le rayonnement est isotrope, à gauche, du point de vue de la source ou d'un observateur sans mouvement relatif ( $\beta = 0$ ). Il se focalise de plus en plus vers l'avant avec l'augmentation de la vitesse de la source ( $\beta$  de 0,9 à 0,999) pour un observateur fixe, tandis que la couleur change par effet Doppler relativiste.  $\psi$  représente le cône d'ouverture.

(Bailey, 2023) (image adaptée de l'originale)

La focalisation du rayonnement se traduit par une **amplification** apparente de son intensité :

$$I_{obs} = I_{émis} \frac{1}{(1 - \beta \cos \theta)^3}$$

où :

- $I_{obs}$  est l'intensité du rayonnement observé en  $\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ ,
- $I_{émis}$  est l'intensité du rayonnement émis en  $\text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ .

Le rayonnement n'est visible que si l'observateur se trouve dans le cône ( $\theta \leq \psi$ ).

### 2.3.4. Transformation relativiste de la puissance rayonnée

La puissance totale rayonnée par une particule relativiste est un invariant relativiste, mais sa perception par un observateur fixe dépend de l'angle d'observation. On doit appliquer une correction due à la transformation relativiste de l'énergie et du temps :

$$P_{obs} = P_{émis} \frac{1}{(1 - \beta \cos \theta)}$$

où  $P_{obs}$  et  $P_{émis}$  sont les puissances du rayonnement observé et émis en  $\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ ,

## 2.4. Émission synchrotron

L'émission synchrotron est similaire à l'émission cyclotron, mais les effets relativistes décrits ci-dessus modifient le rayonnement observé quand les particules atteignent des vitesses proches de la lumière

### 2.4.1. Flux de rayonnement synchrotron

Le flux de rayonnement synchrotron est obtenu en corrigeant le flux cyclotron des effets relativistes :

$$\vec{\Pi}_s \propto \frac{\vec{\Pi}_c}{(1-\beta \cos \theta)^5} \propto \frac{B^2 \sin^2 \theta_c}{r^2} \cdot \frac{1}{(1-\beta \cos \theta)^5}$$

où :

- $\vec{\Pi}_s$  est la densité de flux synchrotron en  $\text{W.m}^{-2}$  ou  $\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ ,
- $\vec{\Pi}_c$  est la densité de flux cyclotron en  $\text{W.m}^{-2}$  ou  $\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ ,
- $\theta_c$  est l'angle entre la direction de  $r$  et celle de l'accélération centripète de la charge (terme hérité du flux cyclotron, voir §2.1.4).

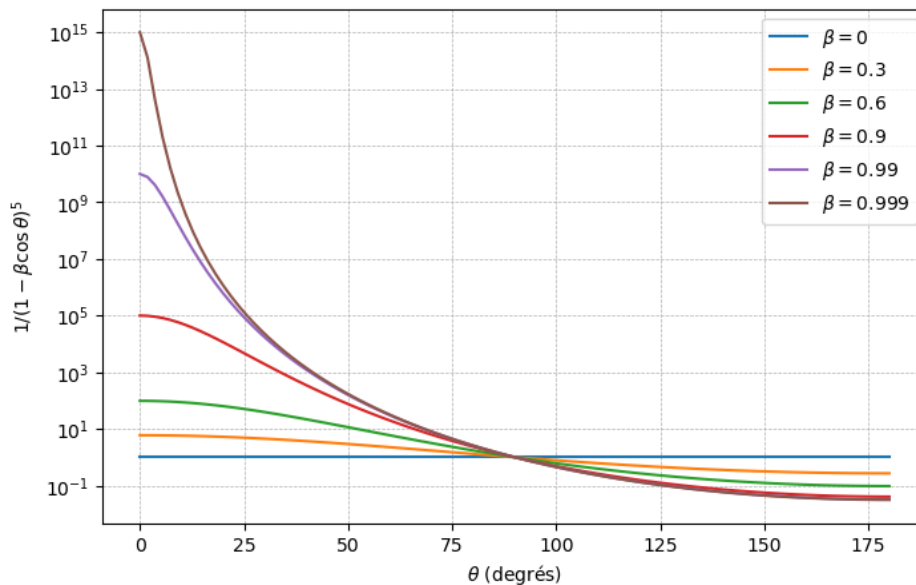


Figure 19: Facteur de correction relativiste du flux  $1/(1 - \beta \cos \theta)^5$  pour différentes valeurs de  $\beta$ . Ce facteur prend des valeurs particulièrement élevées près de la direction du mouvement ( $\theta \approx 0$ ), d'autant plus que  $\beta$  est grand.

(ChatGPT, 2025)

Le facteur  $1/(1 - \beta \cos \theta)^5$  provient de la combinaison de trois effets relativistes expliqués dans §2.3 :

- L'**effet Doppler relativiste** modifie la fréquence du rayonnement observé en fonction de l'angle  $\theta$  et corrige le flux d'un facteur  $1/(1 - \beta \cos \theta)$ .
- La **focalisation relativiste** concentre le rayonnement dans un cône étroit autour de la direction du mouvement et corrige l'intensité d'un facteur  $1/(1 - \beta \cos \theta)^3$ .

- La **transformation relativiste de la puissance rayonnée** corrige la puissance observée d'un facteur  $1/(1 - \beta \cos \theta)$ .

Le rayonnement d'une particule relativiste est concentré dans un **cône** étroit autour de sa direction de mouvement, dont l'ouverture angulaire est :

$$\psi \propto \frac{1}{\gamma}$$

où  $\psi$  est l'angle d'ouverture en radians, par exemple  $\psi \approx 0.057^\circ$  pour  $\gamma = 10^3$ .

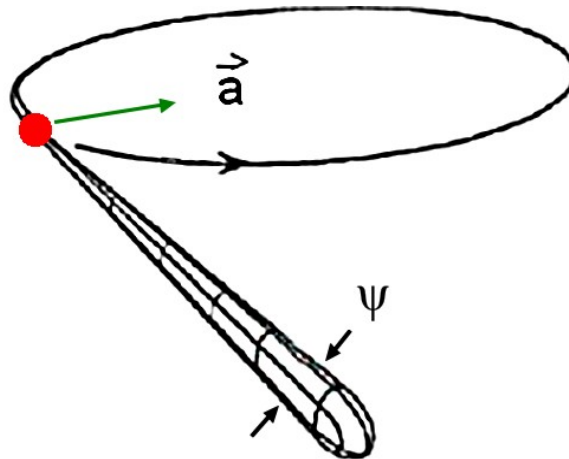


Figure 20: Flux du rayonnement synchrotron en tout point situé à une distance donnée de la charge. La surface du cône représente la puissance rayonnée en chacun de ces points.

### 2.4.2. Puissance totale de l'émission synchrotron

La puissance totale de l'émission synchrotron correspond à celle de l'émission cyclotron amplifiée par le facteur de Lorentz au carré :

$$P_S \propto \gamma^2 P_C \propto \gamma^2 B^2 v^2 \sin^2 \alpha$$

où :

- $P_S$  est la puissance synchrotron en  $\text{erg.s}^{-1}$ ,
- $P_C$  est la puissance cyclotron en  $\text{erg.s}^{-1}$ .

La puissance synchrotron augmente fortement par rapport à la puissance cyclotron avec le carré du facteur de Lorentz et la vitesse relativiste de la particule.

### 2.4.3. Spectre d'émission synchrotron

En raison des effets relativistes, l'émission synchrotron a un spectre beaucoup plus large que l'émission cyclotron, quasi-monochromatique, et son maximum de puissance se trouve à une fréquence bien plus élevée.

La **pulsation** de rotation synchrotron correspond à la pulsation cyclotron divisée par le facteur de Lorentz, car elle est ralentie du point de vue de l'observateur en raison de la dilatation du temps :

$$\omega_s = \frac{\omega_B}{\gamma} = \frac{qB}{\gamma m} \text{ et } \nu_s = \frac{\omega_s}{2\pi} = \frac{qB}{2\pi \gamma m}$$

où :

- $\omega_s$  est la pulsation de rotation synchrotron en  $\text{rad.s}^{-1}$ ,
- $\nu_s$  est la fréquence de rotation (nombre de tours par seconde) en hertz,
- $\omega_B$  est la pulsation de rotation cyclotron en  $\text{rad.s}^{-1}$ .

Pourtant, l'émission synchrotron se produit autour d'une **fréquence critique**<sup>28</sup> bien plus élevée en raison de la focalisation relativiste du rayonnement. L'observateur ne perçoit, du cône lumineux en mouvement circulaire, que des impulsions. Elles correspondent, après leur transformée de Fourier<sup>29</sup>, à un spectre élargi en fréquence, où chaque pic est une harmonique (ou multiple) de la fréquence cyclotron. De plus, l'effet Doppler relativiste comprime le signal dans le temps, rendant les impulsions encore plus brèves. Ces effets ajoutent à la fréquence critique du rayonnement un facteur  $\gamma^3$  par rapport à la fréquence de rotation synchrotron, soit un facteur  $\gamma^2$  par rapport à la fréquence cyclotron :

$$\nu_C \propto \gamma^3 \nu_s \propto \gamma^2 \nu_B$$

où :

- $\nu_C$  est la fréquence critique synchrotron en hertz,
- $\nu_B$  est la fréquence cyclotron en hertz.

La fréquence critique dépend également de l'angle de pitch  $\alpha$  :

$$\nu_C \propto \gamma^2 \nu_B \sin \alpha$$

Elle est maximale pour  $\alpha = \pi/2$  (mouvement perpendiculaire au champ magnétique) et nulle pour  $\alpha = 0$  (particule en déplacement parallèle au champ magnétique) correspondant à l'absence d'émission synchrotron.

Le spectre synchrotron peut couvrir l'ensemble du spectre électromagnétique, des ondes radio jusqu'aux rayons X et gamma. On définit une puissance spectrale  $P(\nu, \gamma, \alpha)$  en fonction de la fréquence  $\nu$ , de la vitesse de la particule via le facteur  $\gamma$ , et de l'angle de pitch  $\alpha$ . Elle est donnée en  $\text{erg.s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ , soit une puissance par intervalle de fréquence et par unité d'angle solide<sup>30</sup>. On la normalise ainsi :

$$S(x) = x \int_x^\infty K_{5/3}(\eta) d\eta$$

où :

- $S(x)$  est l'intensité normalisée du rayonnement synchrotron,
- $x = \nu/\nu_C$  est la fréquence réduite, avec la fréquence critique  $\nu_C$  qui dépend de  $\alpha$  et  $\gamma$ ,
- $K_{5/3}(\eta)$  est la fonction de Bessel modifiée d'ordre 5/3<sup>31</sup>, dont l'intégrale<sup>32</sup> exprime la distribution du rayonnement en fréquence.

28 La fréquence critique est celle autour de laquelle l'essentielle de la puissance est rayonnée.

29 La transformée de Fourier transforme un signal temporel en spectre de fréquences, où la hauteur de chaque pic représente l'énergie du signal à cette fréquence.

30 L'angle solide est une mesure de l'étendue angulaire représentant la portion d'une sphère vue depuis un point donné, exprimée en stéradians (sr).

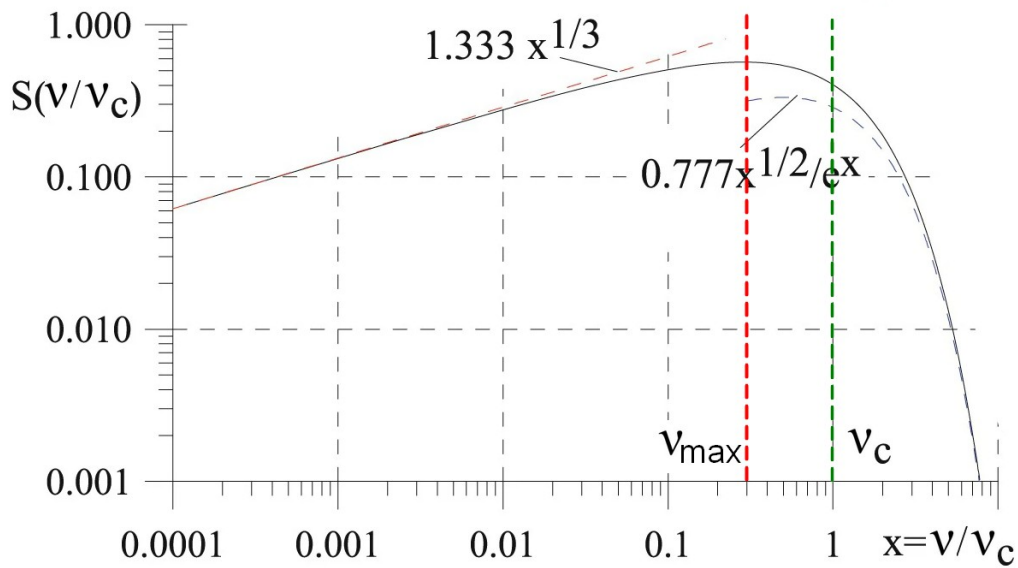


Figure 21: Spectre d'émission synchrotron normalisé en puissance et en fréquence par rapport à la fréquence critique  $\nu_c$ . Le courbe croît en  $x^{1/3}$  à basse fréquence jusqu'à la fréquence  $\nu_{\max} \approx 0,29 \nu_c$ , puis chute exponentiellement en  $e^{-x}$  au-delà de la fréquence critique  $\nu_c$ .

(Wiedemann, 2015) (image adaptée de l'originale, fig. 25.11)

#### 2.4.4. Émissivité synchrotron

L'émissivité est la somme de la puissance synchrotron rayonnée par une population de particules. Elle dépend de la distribution en énergie des particules accélérées et de leur spectre d'émission synchrotron (voir §2.4.3).

La **distribution en énergie** d'une population de particules correspond à leur densité volumique en fonction du facteur de Lorentz :

$$\eta_e \propto \gamma^{-p}$$

où :

- $\eta_e$  est la densité volumique des particules en nombre de particules par  $\text{cm}^3$ ,
- $p$  est l'indice de distribution en énergie, généralement compris entre 2 et 3, dans le cas d'un processus d'accélération de **Fermi I** dans les ondes de choc des jets relativistes.

31 La fonction de Bessel  $K_{5/3}$  est une solution naturelle des équations de Maxwell lors du calcul du rayonnement d'une charge relativiste dans un champ magnétique. Elle est décroissante, et proportionnelle à  $x^{-5/3}$  pour  $x \ll 1$  et à  $e^{-x}$  pour  $x \gg 1$ .

32 L'intégrale de la fonction de Bessel  $K_{5/3}$  permet de sommer les harmoniques de la fréquence cyclotron composant le rayonnement synchrotron.

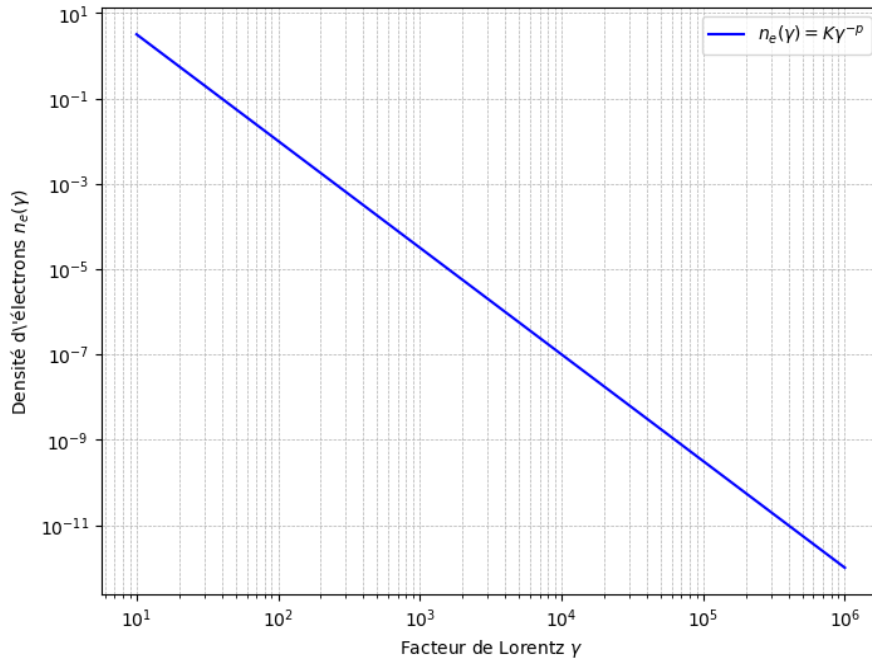


Figure 22: Densité de particules en fonction du facteur de Lorentz pour un indice de distribution en énergie  $p = 2,5$ . Les électrons de haute énergie sont beaucoup moins nombreux.

(ChatGPT, 2025)

L'**émissivité synchrotron** est obtenue en intégrant la puissance spectrale individuelle des particules  $P(\nu, \gamma, \alpha)$  sur leur densité volumique  $n_e(\gamma)$  :

$$\epsilon_\nu \propto \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} n(\gamma) P(\nu, \gamma, \alpha) d\gamma$$

où :

- $\epsilon_\nu$  est l'émissivité synchrotron en  $\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{Hz}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$ , correspondant à une puissance par unité de volume, par intervalle de fréquence et par unité d'angle solide,
- $n(\gamma)$  est la densité volumique des particules en fonction du facteur de Lorentz  $\gamma$ ,
- $P(\nu, \gamma, \alpha)$  est la puissance spectrale individuelle des particules,
- $\nu$  est la fréquence du rayonnement synchrotron,
- $\gamma_{min}$  et  $\gamma_{max}$  sont les valeurs minimum et maximum de l'énergie des particules.

Après calcul de l'intégrale, l'émissivité synchrotron suit une **loi de puissance aux fréquences intermédiaires** pour lesquelles le plasma laisse passer la majorité du rayonnement (milieu optiquement mince) :

$$\epsilon_\nu \propto \nu^{-\alpha} \text{ avec } \alpha = (p-1)/2 \text{ pour } \nu_a < \nu < \nu_c$$

où :

- $\epsilon_\nu$  est l'émissivité synchrotron en  $\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{Hz}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$ ,
- $\alpha$  est l'indice spectral de rayonnement qui dépend de  $p$ ,
- $\nu_a$  est la fréquence d'auto-absorption, en dessous de laquelle le rayonnement synchrotron est capturé par les particules du plasma (milieu optiquement épais, voir §2.4.5),

- $\nu_c$  est la fréquence de coupure synchrotron, au-delà de laquelle les particules les plus énergétiques deviennent de plus en plus rares en raison du refroidissement synchrotron (voir §2.4.6).

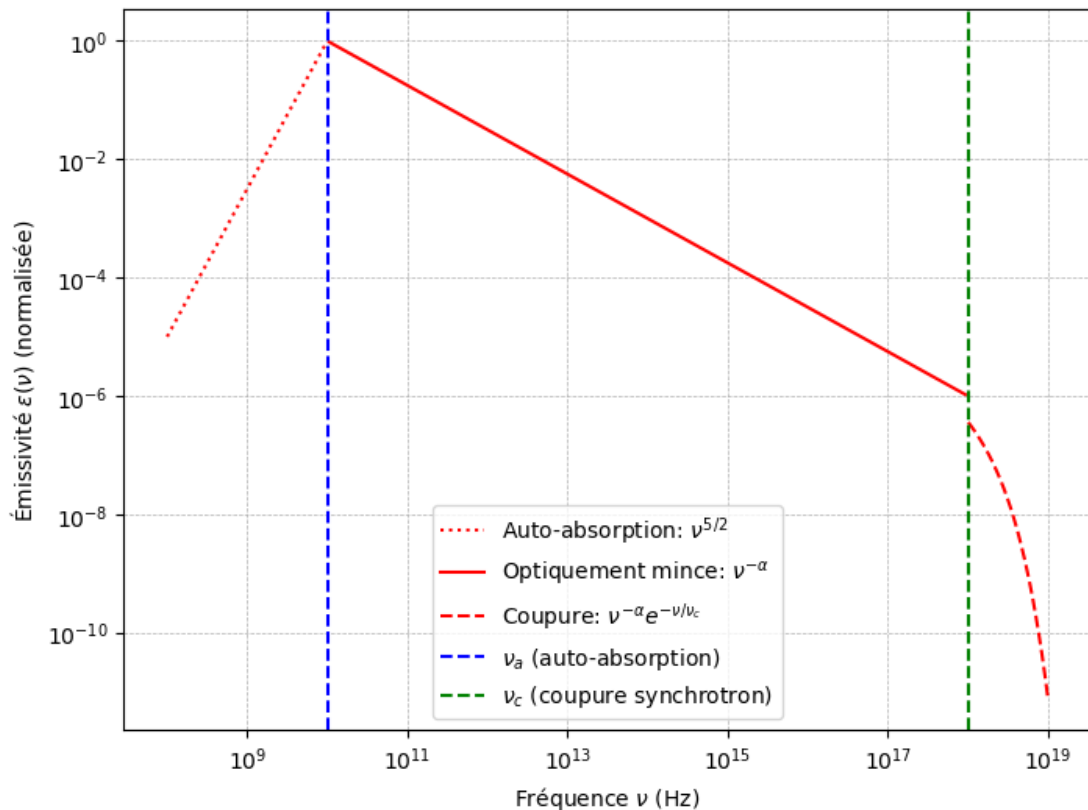


Figure 23: Émissivité synchrotron. Elle suit une loi de puissance dans la zone optiquement mince, entre la fréquence d'auto-absorption  $\nu_a$  et la fréquence de coupure  $\nu_c$ . En dehors de cette zone, elle est fortement diminuée.

(ChatGPT, 2025)

### 2.4.5. Auto-absorption synchrotron

L'auto-absorption synchrotron est le processus par lequel des particules relativistes absorbent des photons synchrotron, dont l'énergie est totalement transférée aux particules, augmentant ainsi leur énergie cinétique.

L'**absorption** est quantifiée par la probabilité d'absorption des photons émis par une population de particules relativistes, par unité de longueur parcourue. Sachant que les particules absorbent de préférence les photons dont la fréquence est proche de leur fréquence critique, l'absorption est donc plus forte à basse fréquence où les particules sont les plus nombreuses (voir fig. 22). L'absorption est définie comme un coefficient :

$$\alpha_\nu \propto n_e(\gamma) B^{(p+2)/2} \nu^{-(p+4)/2}$$

où :

- $\alpha_\nu$  est le coefficient d'absorption synchrotron en  $\text{cm}^{-1}$ ,
- $n_e(\gamma)$  est la densité volumique des particules en fonction du facteur de Lorentz  $\gamma$ .

La capacité d'un milieu à absorber un rayonnement est caractérisée par sa **profondeur optique**, représentant l'absorption cumulée sur un trajet donné :

$$\tau_\nu = \int \alpha_\nu ds$$

où :

- $\tau_\nu$  est la profondeur optique (sans dimension),
- $ds$  est un élément de chemin parcouru par les photons le long de la ligne de visée.

On distingue trois types de milieux en fonction de la profondeur optique :

- $\tau_\nu \gg 1$  : **milieu optiquement épais**, où la majorité des photons sont absorbés. C'est le cas des émissions synchrotron à basse fréquence, où l'émissivité suit la loi :  $\epsilon_\nu \propto \nu^{5/2}$  pour  $\nu < \nu_a$  (voir §2.5).
- $\tau_\nu \approx 1$  : régime de transition, où une fraction des photons est absorbée, définissant la fréquence d'auto-absorption  $\nu_a$ .
- $\tau_\nu \ll 1$  : **milieu optiquement mince**, où la majorité des photons traversent sans être absorbés. C'est le cas des émissions synchrotron aux fréquences intermédiaires et hautes.

L'auto-absorption synchrotron ne conduit pas à une augmentation continue de l'énergie des particules, car elle est compensée par l'expansion adiabatique<sup>33</sup> du plasma dans la direction du jet. Par conservation de l'impulsion<sup>34</sup>, l'augmentation de volume réduit l'impulsion des particules et donc leur énergie.

#### 2.4.6. Refroidissement synchrotron

Le refroidissement synchrotron correspond à la perte d'énergie d'une particule par rayonnement électromagnétique, où chaque photon émis emporte une partie de cette énergie, entraînant ainsi une diminution progressive de son énergie cinétique.

Le **temps de refroidissement** est le temps mis par une particule pour perdre l'essentiel de son énergie, calculé comme le rapport entre son énergie et sa puissance rayonnée (voir §2.4.2). Ce temps est d'autant plus court que l'énergie de la particule est élevée ou que le champ magnétique est intense :

$$t_s \propto \frac{1}{\gamma B^2}$$

où  $t_s$  est le temps de refroidissement en s.

33 Un processus adiabatique est une transformation sans échange de chaleur, où l'énergie évolue par variation de pression et de volume.

34 L'impulsion est la quantité de mouvement d'une particule relativiste :  $p = \gamma mv$ , où  $\gamma$  est le facteur de Lorentz,  $m$  la masse et  $v$  la vitesse de la particule.

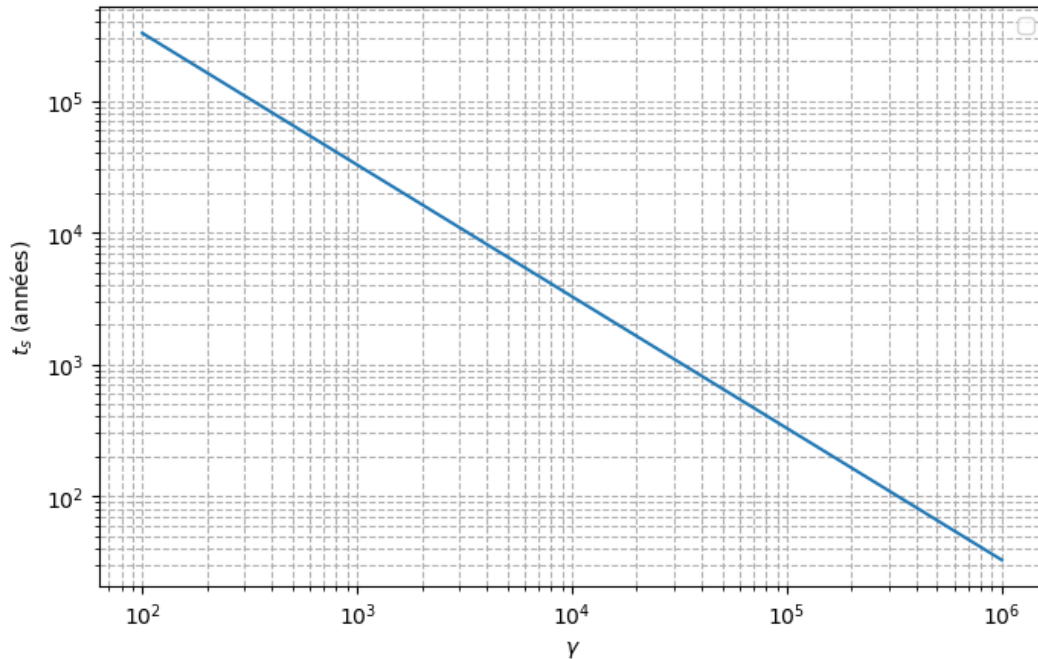


Figure 24: Temps de refroidissement pour un électron dans un champ de 1 mG en fonction du facteur de Lorentz, par exemple :  $t_s = 327$  ans pour  $\gamma = 10^5$ .

(ChatGPT, 2025)

Les particules à haute énergie se refroidissent plus rapidement, ce qui explique la diminution exponentielle de leur émissivité au-delà de la fréquence de coupure (voir §2.5). L'**émissivité de coupure** est :

$$\epsilon_\nu \propto \nu^{-\alpha} e^{-\nu/\nu_c}$$

où :

- $\epsilon_\nu$  est l'émissivité synchrotron en  $\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-3}\cdot\text{Hz}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$ ,
- $\nu^{-\alpha}$  est l'émissivité en milieu optiquement mince (voir §2.4.4),
- $\nu_c$  est la fréquence de coupure synchrotron.

## 2.5. Émission synchrotron self-Compton

L'émission synchrotron self-Compton (SSC) est produite par diffusion Compton<sup>35</sup> inverse, où les particules relativistes diffusent les photons synchrotron émis par d'autres particules relativistes. Ces photons gagnent de l'énergie et leur fréquence augmente jusqu'aux rayons gamma, tandis que les particules perdent une fraction de leur énergie cinétique.

35 La diffusion Compton est l'interaction d'un photon avec un électron, modifiant leur direction, et où le photon perd de l'énergie et l'électron en gagne.

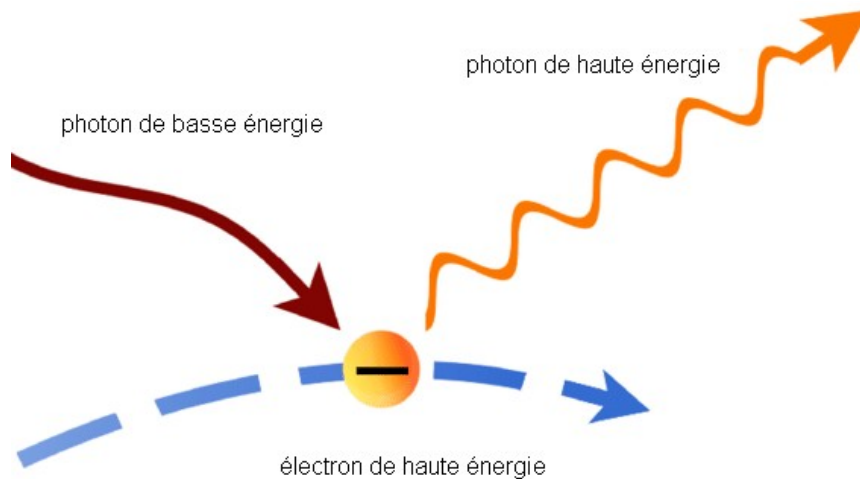


Figure 25: Émission synchrotron self-Compton. Un photon synchrotron de basse énergie interagit avec un électron relativiste de plus haute énergie, gagne de l'énergie et voit sa fréquence augmenter après collision, tandis que l'électron perd de son énergie cinétique.

(Conti, 2018) (image traduite de l'originale, fig. 7)

La fréquence du photon incident est multipliée par un facteur  $\gamma^2$  :

$$\nu_{SSC} \propto \gamma^2 \nu_{SYN}$$

où :

- $\nu_{SSC}$  est la fréquence du rayonnement self-Compton après diffusion en Hz,
- $\nu_{SYN}$  est la fréquence du rayonnement synchrotron incident.

Le processus synchrotron self-Compton produit un spectre en **double bosse**, où la première est due à l'émission synchrotron et la seconde à la diffusion Compton inverse des photons synchrotron.

La bosse SSC est bien marquée si le champ magnétique est faible. Les particules conservent alors leur énergie suffisamment longtemps pour produire beaucoup de photons synchrotron et les amplifier par diffusion Compton inverse. Par contre, si le champ est fort, les particules se refroidissent trop rapidement (voir §2.4.6) avant d'interagir avec les photons synchrotron.

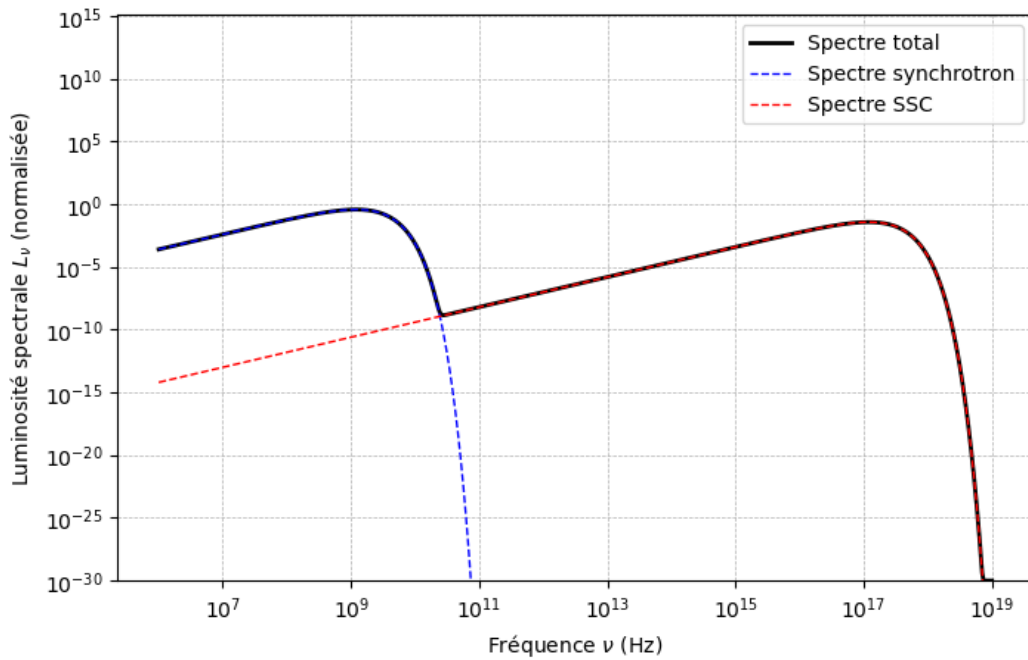


Figure 26: Spectre à double bosse avec émissions synchrotron et SSC pour une population d'électrons d'énergie moyenne  $\gamma = 10^4$ . Les fréquences de pics synchrotron et SSC sont respectivement égales à  $10^9$  Hz et  $10^{17}$  Hz, conformément au rapport  $\gamma^2 = 10^8$ .  
(ChatGPT, 2025)

## 2.6. Transfert radiatif

Le transfert radiatif caractérise la propagation du rayonnement dans un milieu où il peut être émis, absorbé et parfois diffusé. Il permet de relier les propriétés physiques d'une source astrophysique (densité, température, champ magnétique, population d'électrons) à l'intensité observée. En résolvant son équation, on peut interpréter les spectres d'émission et contraindre les conditions physiques notamment dans les jets d'AGN.

L'équation de base du transfert radiatif décrit l'évolution de l'intensité du rayonnement sur un élément de longueur de la ligne de visée pour une fréquence donnée. La variation de l'intensité en un point donné est égale à la contribution de l'émissivité en ce point moins l'absorption appliquée à l'intensité en ce point :

$$\frac{dI}{ds} = \epsilon - \alpha I$$

où :

- $dI$  est la variation de l'intensité du rayonnement  $I$  en  $\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{Hz}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$ ,
- $ds$  est un élément de longueur sur la ligne de visée,
- $\epsilon$  est l'émissivité (voir §2.4.4),
- $\alpha$  est le coefficient d'absorption (voir §2.4.5).

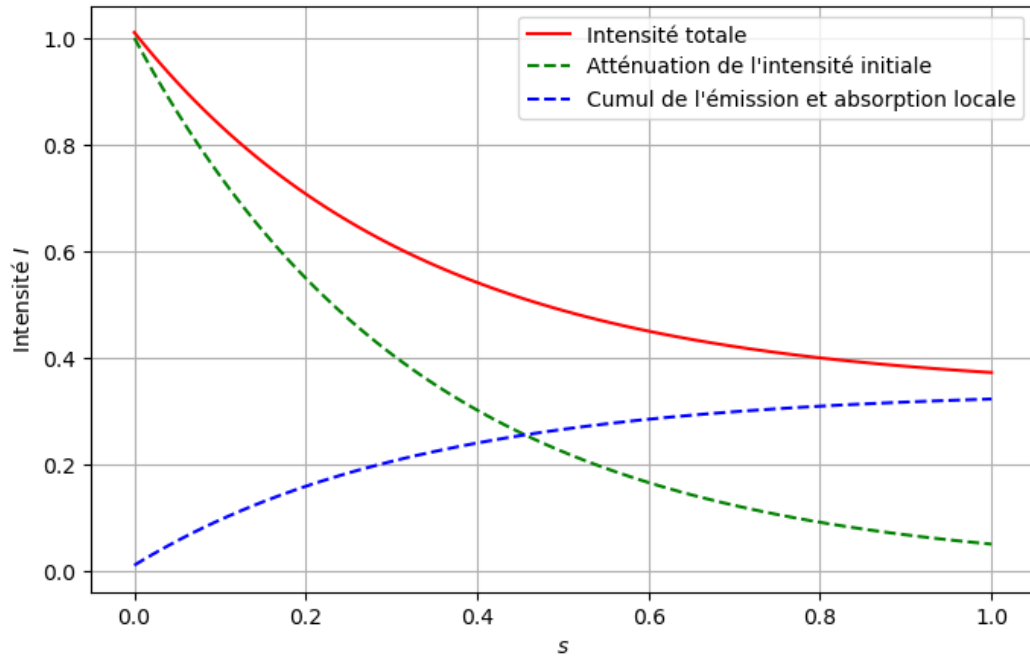


Figure 27: Évolution de l'intensité du rayonnement  $I$  le long d'un élément de longueur  $s$ . L'intensité initiale, en pointillés verts, diminue exponentiellement en raison de l'absorption. La contribution locale de l'émission et de l'absorption, en pointillés bleus, s'accumule progressivement. L'intensité totale résultante est représentée en rouge.

(ChatGPT, 2025)

## Chapitre 3. Modélisation numérique d'un jet

Les jets relativistes sont des écoulements de plasma collimatés, qui se propagent à des vitesses relativistes sous l'action des champs magnétiques, dont une fraction des particules sont ultra-relativistes. On peut modéliser ces jets grâce à des simulations numériques basées sur la magnétohydrodynamique relativiste (MHD-R) <sup>5</sup>, qui permettent d'étudier leur structure et leur dynamique.

### 3.1. Le code magnétohydrodynamique relativiste

Parmi les codes de simulation, celui qui nous intéresse dans ce mémoire est le code MPI-AMRVAC <sup>36</sup> (Keppens et al., 2023). Il utilise un maillage <sup>37</sup> adaptatif <sup>38</sup> et résout les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie <sup>39</sup>, et l'équation d'induction <sup>40</sup> dans chaque cellule. Il effectue les calculs en parallèle.

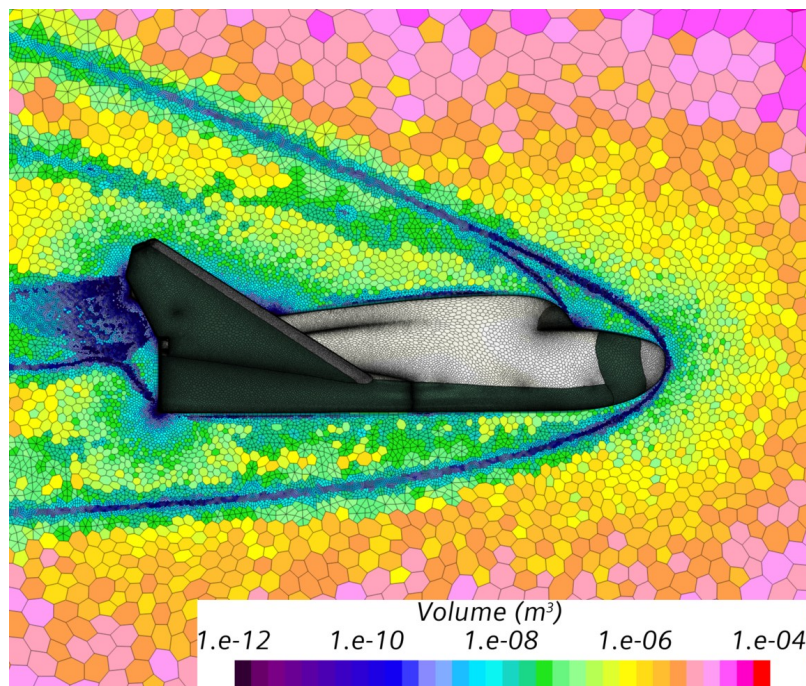


Figure 28: Simulation de la rentrée hypersonique d'une navette illustrant l'ajustement dynamique de la taille des cellules. Elles sont petites (en bleu et violet) dans les zones de forts gradients de Mach (chocs, sillage), et grandes ailleurs (en jaune et rouge).

(Siemens, 2020) ( image adaptée de l'originale)

36 MPI-AMRVAC = Message Passing Interface - Adaptive Mesh Refinement - Versatile Advection Code, voir le site officiel : [amrvac.org](http://amrvac.org).

37 Un maillage est une grille décomposant l'espace en cellules où les équations physiques sont résolues numériquement.

38 Un maillage adaptatif diminue dynamiquement la taille des cellules des zones critiques (chocs, forts gradients, etc.) et les agrandit ailleurs pour optimiser la précision et le temps de calcul.

39 Les équations de conservation de la masse, de l'impulsion et de l'énergie expriment mathématiquement le fait que ces quantités restent constantes dans un système fermé.

40 L'équation d'induction décrit l'évolution du champ magnétique dans un fluide conducteur, où les lignes de champ magnétique restent attachées au fluide et se déplacent avec lui.

### 3.2. Résolution numérique des équations

La méthode des volumes finis est utilisée pour résoudre les équations en discrétisant l'espace et le temps (Godunov & Bohachevsky, 1959). L'espace est découpé en cellules de tailles variables  $\Delta x$ , et le temps en instants  $t$  séparés par des intervalles  $\Delta t$  variables. Le calcul dans une cellule s'écrit :

$$U_{n+1} = U_n + \Delta t_n \sum_{dim=1}^{dim=n} \frac{F_{i+1/2} - F_{i-1/2}}{\Delta x_{dim,i}}$$

où :

- $U$  représente, au centre d'une cellule, les densités de masse, de quantité de mouvement et d'énergie, ainsi que le champ magnétique,
- $F$  représente le flux des composantes de  $U$  à l'interface entre deux cellules,
- $n$  est l'indice d'un instant,
- $i$  est le numéro d'une cellule,
- $dim$  représente la dimension spatiale (1, 2 ou 3).

En prenant la densité de masse comme exemple :

- $U_n$  est la densité de masse à l'instant  $t_n$  ( $\text{kg.m}^{-3}$ ),
- $U_{n+1}$  est la densité de masse à l'instant  $t_{n+1}$ ,
- $F_{i-1/2}$  est le flux de masse entrant dans la cellule  $i$  pendant l'intervalle  $\Delta t_n$  ( $\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ),
- $F_{i+1/2}$  est le flux sortant,
- $\Delta t_n$  est l'intervalle de temps tel que  $t_{n+1} = t_n + \Delta t_n$  (s),
- $\Delta x_{dim,i}$  est la longueur de la cellule  $i$  dans la direction  $dim$  (m),
- $\Sigma$  représente la somme des différences de flux dans les différentes dimensions.

Ainsi, la densité de masse augmente ou diminue d'une quantité égale à la différence des flux entrant et sortant, par unité de longueur, pendant un intervalle de temps donné.

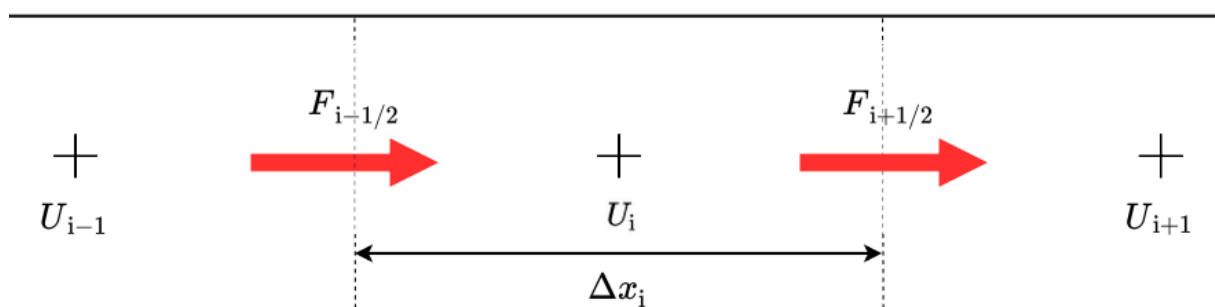


Figure 29: Méthode des volumes finis.  $U_i$  représente, au centre de la cellule  $i$  de longueur  $\Delta x_i$ , les densités de masse, de quantité de mouvement et d'énergie, ainsi que le champ magnétique.  $F_{i-1/2}$  et  $F_{i+1/2}$  représentent les flux entrant et sortant aux interfaces des cellules adjacentes.

(Fichet de Clairfontaine, 2022) (image adaptée de l'originale, fig. 4.3)

### 3.3. Simulation du jet relativiste

Le jet est simulé sous la forme d'un **cylindre** de rayon fixé à 0,1 pc. Il interagit avec le milieu environnant considéré comme statique et non magnétisé <sup>1</sup>. Le jet, plus énergétique, a une densité inférieure et une pression plus élevée.

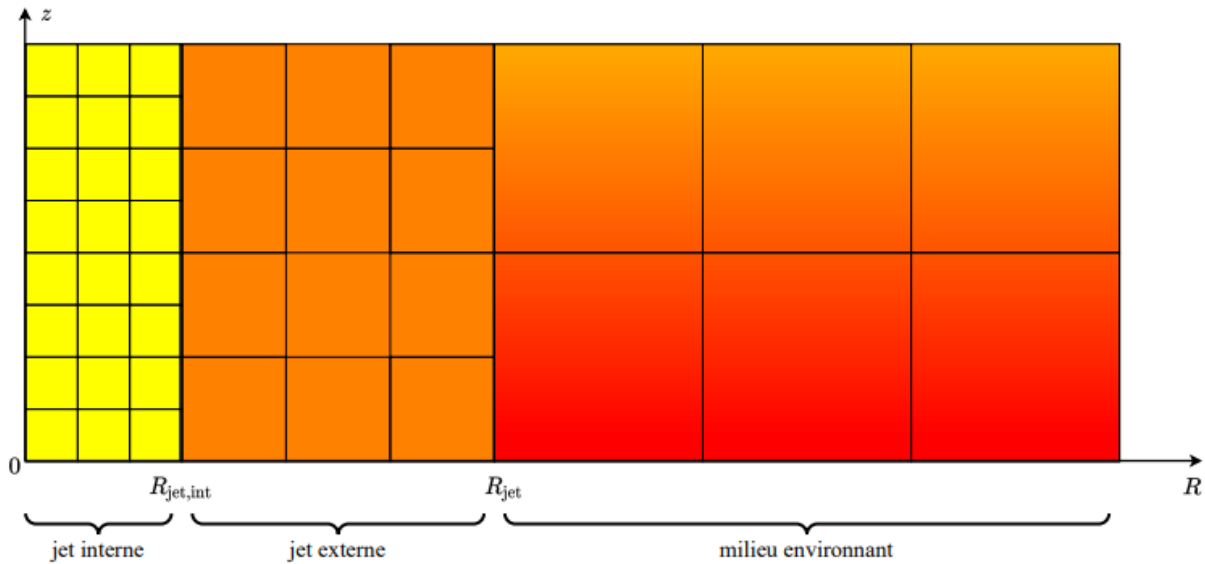


Figure 30: Coupe longitudinale du jet avec maillage adaptatif. L'axe  $z$  représente la direction du jet. La densité augmente du jaune au rouge, depuis le jet interne vers le milieu environnant.

(Fichet de Clairfontaine, 2022) (image adaptée de l'originale, fig. 4.5)

La suppression du jet favorise son expansion radiale, ce qui crée une onde de raréfaction oblique qui se réfléchit en partie à l'interface avec le milieu environnant. Elle revient sous forme d'onde de compression jusqu'à l'axe du jet, d'où elle repart, et ainsi de suite, formant des **chocs stationnaires** de recollimation le long du jet. Le jet peut être cylindrique ou conique.

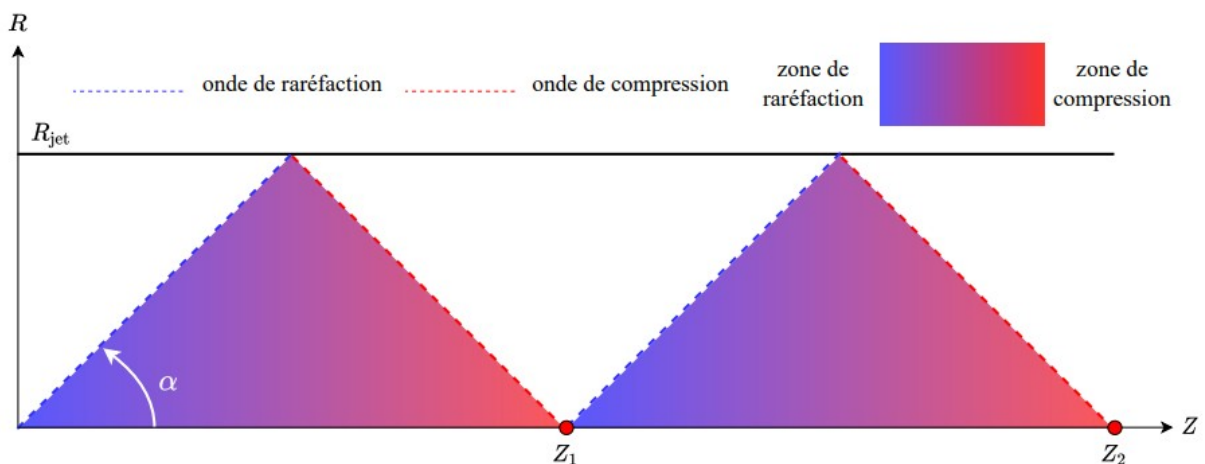


Figure 31: Coupe longitudinale du jet avec des nœuds de recollimation le long de son axe en  $z_1$  et  $z_2$ . La direction de propagation de l'onde de raréfaction fait un angle  $\alpha$  avec la direction du jet.

(Fichet de Clairfontaine, 2022) (image adaptée de l'originale, fig. 4.6)

L'injection d'un éjecta à la base du jet crée une onde de **choc mobile** qui se propage le long du jet. Cet éjecta peut être soit en surpression et surdensité, soit plus rapide que le jet, dans lequel il se dissipe rapidement. Le choc mobile interagit avec le plasma sur son parcours, notamment avec les chocs stationnaires qu'il perturbe, pouvant créer des éruptions radio et des pics de brillance dans les rayons X.

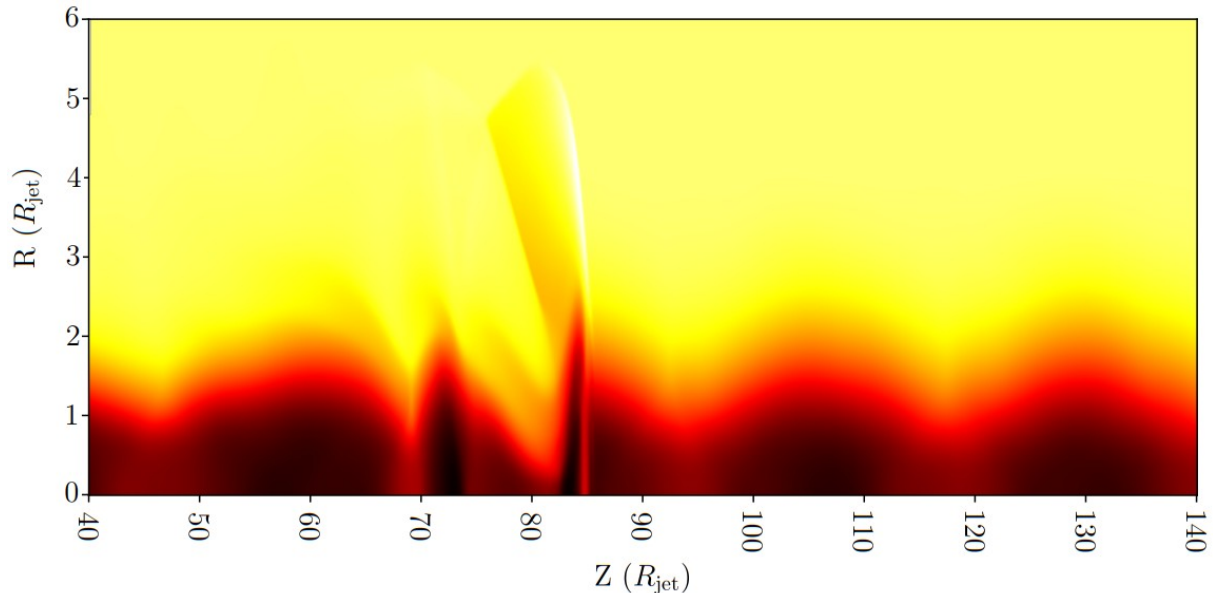


Figure 32: Coupe longitudinale du jet avec un choc mobile en  $R = 85 R_{\text{jet}}$  se propageant vers la droite après avoir perturbé les chocs stationnaires en amont. La densité augmente du noir au blanc en passant par le rouge et le jaune.

(Fichet de Clairfontaine, 2022) (image adaptée de l'originale, fig. 4.7)

Un champ magnétique à grande échelle est appliqué sur tout le jet. Il peut être poloïdal <sup>41</sup>, toroïdal <sup>42</sup> ou hélicoïdal <sup>43</sup>. L'énergie magnétique doit rester faible par rapport à l'énergie cinétique du plasma pour permettre l'accélération diffusive des particules dans les chocs (voir §1.2.6).

Un champ magnétique turbulent à petite échelle peut être ajouté à différents endroits du jet, sans modifier sa dynamique, il se développe dans les chocs et est advecté par le plasma.

### 3.4. Injections de particules relativistes

Les particules ultra-relativistes sont injectées dans les zones de choc. On considère qu'il y a un choc entre deux cellules quand leur vitesse relative est supérieure à un seuil donné.

Le nombre de particules injectées représente une fraction de la densité du plasma à cet endroit pour ne pas perturber la dynamique du jet, typiquement 1 %. Leur distribution en énergie suit une loi de puissance (voir §2.4.4).

Ces particules sont traitées comme un fluide distinct du jet avec un pas de temps donné par leur temps de refroidissement (voir §2.4.6).

41 Les lignes de champ poloïdales suivent la direction de l'axe du jet.

42 Les lignes de champ toroïdales décrivent des cercles autour de l'axe du jet.

43 Les lignes de champ hélicoïdales ont des composantes poloïdale et toroïdale, et décrivent des hélices autour de l'axe du jet.

### 3.5. Fonctionnement

---

Une simulation nécessite un fichier d'entrée d'une cinquantaine de paramètres, dont la taille de la boîte de simulation, la résolution du maillage, la géométrie du jet, les paramètres physiques (densité, pression, vitesse, magnétisation, etc.) et la durée de la simulation.

Le programme calcule d'abord l'évolution du jet jusqu'à son état stationnaire avec les chocs de recollimation. L'éjecta est ensuite injecté à la base de la boîte de simulation, et le programme calcule son trajet le long du jet. Les équations sont résolues dans chaque cellule à chaque pas de temps, produisant un ensemble de variables caractérisant le plasma et les particules ultra-relativistes.

Quand la simulation est terminée, le programme produit en sortie des fichiers, chacun contenant les variables de toutes les cellules à un instant donné. Des applications externes permettent de visualiser ou traiter les résultats.

Les variables d'une cellule sont des grandeurs physiques, telles que la densité des particules relativistes, leur facteur de Lorentz, l'énergie du champ magnétique à grande échelle, celle du champ turbulent etc.

Le format de fichier utilisé est le format VTK (VTK Developers, 2023), lui-même basé sur le format XML <sup>44</sup>. Il est composé d'une suite de blocs (repérés par la balise <sup>45</sup> <Piece>), contenant des cellules, par exemple 64 (8 X 8).

Une cellule (<Cells>) est repérée par ses quatre coins ou points, soit 81 (9 X 9) par bloc.

La position d'un point (<Points>) est donnée par ses coordonnées (x, y, z). En 2D, seuls x et y sont utilisés, où x correspond au rayon du jet et y à l'axe du jet, généralement noté z dans la littérature (voir la figure 30).

Un ensemble de variables (<PointData>) est associé à chaque point.

---

44 Le format XML (eXtensible Markup Language) est un format texte hiérarchique basé sur des balises, pour stocker des données structurées et interopérables entre systèmes.

45 Une balise est un élément de syntaxe XML, entouré de chevrons < >, pour délimiter le début et la fin d'une donnée.

```

<?xml version="1.0"?>
<VTKFile type="UnstructuredGrid" version="0.1" byte_order="LittleEndian">
  <UnstructuredGrid>
    <Piece NumberOfPoints=" 81" NumberOfCells=" 64">
      <PointData>
        <DataArray type="Float32" Name="tr_injet" format="ascii">
          3.750320E+02 2.202924E+00 [...]
        </DataArray>
      </PointData>
      <Points>
        <DataArray type="Float32" NumberOfComponents="3" format="ascii">
          0.000000E+00 1.000000E+00 0.000000E+00 [...]
        </DataArray>
      </Points>
      <Cells>
        <DataArray type="Int32" Name="connectivity" format="ascii">
          0 1 9 10 [...]
        </DataArray>
      </Cells>
    </Piece>
  </UnstructuredGrid>
</VTKFile>

```

Figure 33: Extrait de fichier VTK de type UnstructuredGrid au format XML.

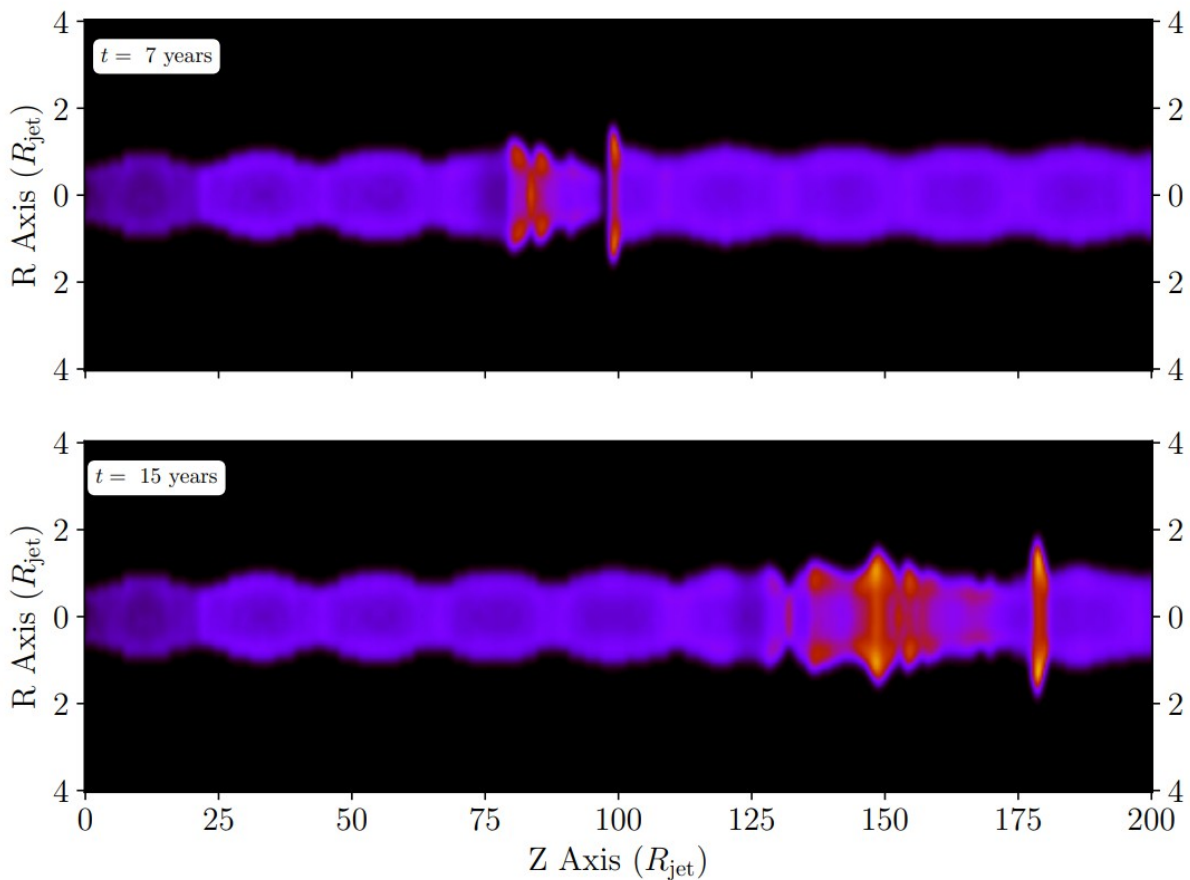


Figure 34: Carte d'émission synchrotron à  $10^{10}$  Hz d'un choc mobile passant de 100 à 180  $R_{\text{jet}}$  entre 7 et 15 ans . L'intensité augmente du noir vers le jaune en passant par le rouge.

(Fichet de Clairfontaine, 2022) (image adaptée de l'originale, fig. 8.3)

## Chapitre 4. Modélisation du rayonnement

---

L'émission des jets relativistes est dominée par le rayonnement synchrotron et SSC des particules relativistes. Grâce aux simulations numériques des jets de la MHD-R (voir §3), on peut modéliser leur rayonnement du point de vue d'un observateur.

### 4.1. Le code de calcul du rayonnement

---

Le code RIPTIDE <sup>46</sup> (Fichet de Clairfontaine, 2022) permet de calculer des cartes de flux <sup>47</sup> synchrotron et SSC. Il utilise les résultats de la simulation MHR-R pour résoudre les équations d'émission et d'absorption synchrotron et SSC (voir §2) en tenant compte des effets relativistes et du temps de traversée (Light Crossing Effect) <sup>48</sup>. Il effectue les calculs en parallèle.

### 4.2. Fonctionnement

---

Une simulation nécessite des fichiers de VTK (voir §3.5) et quelques paramètres, tels que l'angle d'observation, le redshift <sup>49</sup> et les fréquences pour lesquelles on veut construire les cartes de flux.

Le programme calcule d'abord, pour chaque cellule, la distribution en énergie des particules, l'émissivité et le coefficient d'absorption synchrotron (voir §2.4.4) et SSC (voir §2.5), puis le facteur Doppler (voir §2.3.2).

Il intègre ensuite l'intensité synchrotron et SSC (voir §2.6) le long de la ligne de visée à travers l'épaisseur du jet pour chaque pixel.

Quand la simulation est terminée, le programme produit en sortie un fichier par fréquence correspondant à une image du rayonnement du jet. Des applications externes permettent de construire et afficher ces images ou de traiter les résultats.

Chaque fichier est au format NPY, stockant sous forme binaire un tableau à deux dimensions (x, y), où x est la position d'un pixel le long du jet et y dans le rayon, avec pour valeur l'intensité lumineuse.

---

46 RIPTIDE = Radiation Integration Processes with Time Dependence.

47 Une carte de flux représente en 2D l'intensité émise par chaque pixel à une fréquence donnée.

48 Le light crossing effect (LCE) désigne le décalage temporel entre des photons émis simultanément depuis différentes régions d'un jet, dû à leurs distances différentes de l'observateur et à l'angle de visée. Il peut entraîner un étalement du rayonnement observé et une superposition d'émissions différentes. L'effet est d'autant plus fort que l'angle d'observation est petit.

49 Le redshift est le décalage des longueurs d'onde vers le rouge dû à l'expansion de l'Univers. Il est utilisé dans le calcul des fréquences observées à partir des fréquences émises.

## Conclusion

---

La rédaction de ce mémoire m'a permis de découvrir concrètement des phénomènes de l'astrophysique, à travers l'étude des jets relativistes. Je comprends mieux maintenant leur structure et leur fonctionnement, les mécanismes d'émission et de transfert radiatif, la physique qui les régit y compris les effets relativistes, et les méthodes de simulation numériques pour valider l'ensemble.

Ce qui m'a le plus marqué, c'est de découvrir comment, grâce aux connaissances en physique, à l'imagination des chercheurs et aux outils informatiques, on parvient à produire des phénomènes proches de ceux observés. Je trouve cela à la fois impressionnant et motivant pour progresser dans ce domaine.

## Bibliographie

---

- Alexander, E. (2022). *Unified model of AGN adapted from Urry & Padovani (1995)*. [Image]. [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Emmaalexander\\_unified\\_agn.png](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Emmaalexander_unified_agn.png)
- Bailey, D. C. (2023). *Plot of 10 light rays that in the frame of the source ( $\beta=v/c=0$ ) have all the same wavelength and are equally distributed in angle* [Image]. [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Relativistic\\_Beaming.png](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Relativistic_Beaming.png)
- Blandford, R. D., & Znajek, R. L. (1977). Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 179(3), 433-456. <https://doi.org/10.1093/mnras/179.3.433>
- ChatGPT. (2025). *Code source des figures du mémoire générées par ChatGPT*. <https://github.com/mcorne/figures-memoire-du-su/blob/main/figures.ipynb>
- Conti, R. (2018). *Beam Dynamics for Extreme Electron Beams*. ResearchGate. [https://doi.org/10.13130/rossetti-conti-marcello\\_phd2019-01-28](https://doi.org/10.13130/rossetti-conti-marcello_phd2019-01-28)
- ESO/WFI; APEX; NASA/CXC. (2009). *Colour composite image of Centaurus A, revealing the lobes and jets emanating from the active galaxy's central black hole*. Wwww.Eso.Org. <https://www.eso.org/public/images/eso0903a/>
- Fichet de Clairfontaine, G. (2022). *Modélisation unifiée de l'émission d'AGN détectés en rayons gamma* [These de doctorat, Université Paris sciences et lettres]. <https://theses.fr/2022UPSLO009>
- Godunov, S. K., & Bohachevsky, I. (1959). Finite difference method for numerical computation of discontinuous solutions of the equations of fluid dynamics. *Matematičeskij sbornik*, 47(89)(3), 271-306.
- Jacquart, M. (2020). Observations, Simulations, and Reasoning in Astrophysics. *Philosophy of Science*, 87(5), 1209-1220. <https://doi.org/10.1086/710544>
- Keppens, R., Braileanu, B. P., Zhou, Y., Ruan, W., Xia, C., Guo, Y., Claes, N., & Bacchini, F. (2023). MPI-AMRVAC 3.0 : Updates to an open-source simulation framework. *Astronomy & Astrophysics*, 673, A66. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202245359>
- NRAO/AUI Archives. (1996). *Radio Galaxy 3C31 · NRAO/AUI Archives*. <https://www.nrao.edu/archives/items/show/33372>
- NRAO/AUI/NSF. (2005). *Superluminal Motions in the Jet of 3C 111 · NRAO/AUI Archives*. <https://www.nrao.edu/archives/items/show/33402>
- Purcell, E. M., & Morin, D. J. (2013). *Electricity and Magnetism* (book). In *Wikipedia*. [https://en.wikipedia.org/wiki/Electricity\\_and\\_Magnetism\\_\(book\)](https://en.wikipedia.org/wiki/Electricity_and_Magnetism_(book))
- Siemens. (2020, janvier 29). *Whistle while you mesh : Simcenter STAR-CCM+ model-driven adaptive mesh refinement (AMR)*. <https://blogs.sw.siemens.com/simcenter/whistle-while-you-mesh-simcenter-star-ccm-model-driven-adaptive-mesh-refinement-amr/>
- Syp. (2006). *A source of light waves moving to the right, relative to observers, with relativistic velocity*. [Image]. [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Velocity0\\_70c.jpg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Velocity0_70c.jpg)
- Urry, C. M. (2003). *AGN Unification : An Update* (No. arXiv:astro-ph/0312545). arXiv. <https://doi.org/10.48550/arXiv.astro-ph/0312545>
- Urry, C. M., & Padovani, P. (1995). Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 107(715), 803. <https://doi.org/10.1086/133630>

- VTK Developers. (2023). *VTK File Formats—Unstructured Grid*.  
[https://docs.vtk.org/en/latest/design\\_documents/VTKFileFormats.html#unstructuredgrid](https://docs.vtk.org/en/latest/design_documents/VTKFileFormats.html#unstructuredgrid)
- Wiedemann, H. (2015). *Particle Accelerator Physics*. Springer International Publishing.  
<https://doi.org/10.1007/978-3-319-18317-6>
- Woland, M. (2016). *Ergosphere of a rotating black hole*. [Image].  
[https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Ergosphere\\_of\\_a\\_rotating\\_black\\_hole.svg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Ergosphere_of_a_rotating_black_hole.svg)
- Yuan, F., & Narayan, R. (2014). *Hot Accretion Flows Around Black Holes*.  
<https://doi.org/10.1146/annurev-astro-082812-141003>