

Rayonnement bétatron dans le régime kilojoule.

Dans cette partie, nous étudions la création d’une source bétatron à l’aide du laser PETAL. Ce laser, couplé à l’installation du Laser Méga-Joule (LMJ) en fin de construction près de Bordeaux, peut créer des impulsions de quelques kilojoules sur des durées comprises entre 0.5 ps et 5 ps [Blanchot *et al.*, 2013, Batani *et al.*, 2013]. Si l’accélération par sillage laser et les sources de rayonnement associées ont été jusqu’à présent abondamment étudiées dans le cas de laser de durées inférieures à 100 fs, on trouve peu de références sur de tels lasers qui approchent la picoseconde. En effet, d’après les lois d’échelle de la bulle (cf équations (45) et (50)), l’utilisation d’une impulsion laser avec une ‘grande’ durée implique de focaliser le laser sur une ‘grande’ tâche focale, tout en conservant une intensité suffisante ($a_0 > 4$), ce qui nécessite une ‘grande’ puissance laser, proportionnellement à τ_0^2 . La première expérience de source synchrotron réalisée avec un laser pétawatt et de durée proche de la picoseconde [Kneip *et al.*, 2008] était ainsi obligée d’utiliser des densités très élevées comparées aux valeurs prédites par les lois d’échelle, afin d’optimiser la source de rayonnement : la durée d’une picoseconde ne permet pas d’entrer dans un régime de bulle, malgré une puissance disponible proche du pétawatt (à l’inverse des études réalisées avec des lasers pétawatt de durées ~ 30 fs, qui permettent ainsi d’atteindre des énergies électroniques multi-GeV [Kim *et al.*, 2013, Wang *et al.*, 2013, Leemans *et al.*, 2014]). Néanmoins une charge électronique importante avait été accélérée (de l’ordre de 2 nC), et une source brillante avait été générée ($\sim 10^{17}$ photons/s/mm²/mrad²/0.1%BW, où BW signifie largeur de bande, de l’anglais bandwidth), ce qui constitue un résultat prometteur avec ce type de laser.

Le laser PETAL, plus puissant, paraît mieux adapté à l’accélération par sillage laser. Dans cette étude, nous simulons numériquement deux régimes distincts d’accélération. Tout d’abord, similairement à l’expérience de Kneip *et al.*, un premier régime d’accélération – appelé régime auto-modulé – est possible à haute densité. La plus grande puissance du laser PETAL nous permet par contre de baisser la densité plasma pour se placer dans un régime proche de celui de cavitation (terme français pour le régime de *blowout* défini en section II.3.1). Ces deux régimes conduisent à des caractéristiques différentes du faisceau accéléré, et donc également de la source bétatron.

Les caractéristiques des sources bétatrons, courtes, de petites tailles et avec un spectre large, les rendent très intéressantes pour la radiographie ou la spectroscopie résolues en temps. En particulier, grâce au laser PETAL, ainsi qu’à d’autres lasers pétawatt aux caractéristiques similaires, tels que ARC, actuellement en construction au *National Ignition Facility* (NIF) aux États-Unis, ces sources pourraient être adaptées au sondage de la matière dense dans les expériences de fusion par confinement inertiel (ICF) ou plus généralement dans le domaine de la *warm dense*

matter réalisées sur ces installations. Pour cette raison, les possibilités de diagnostics par sources bétatrons avec des lasers de types picosecondes commencent à être explorées par la communauté [Lemos *et al.*, 2016].

IV.1 Accélération en régime auto-modulé

IV.1.1 Le régime auto-modulé

Dans le régime de cavitation qui a été présenté en section II.3.1, la longueur de l'impulsion laser est plus courte que la période plasma ($c\tau_0 < \lambda_p$), ce qui permet d'exciter une onde plasma de très grande amplitude. Historiquement, ce n'est pas le premier régime d'accélération par sillage laser qui a été exploré. Les installations lasers existantes n'avaient alors pas la durée suffisamment courte et l'énergie nécessaire pour se placer dans ce régime. Lorsque l'impulsion laser est plus longue que la période plasma ($c\tau_0 > \lambda_p$), l'impulsion laser ne se propage pas de manière stable, car son profil temporel évolue fortement. Certaines parties de l'impulsion laser vont se trouver dans des zones où la perturbation de densité δn est positive, et se propagent donc dans un plasma plus dense que les parties de l'impulsion situées dans des zones où $\delta n < 0$. L'indice optique de ces zones plus denses étant plus faible, les portions de l'impulsion laser qui s'y situent se propagent moins vite que celles situées dans les zones moins denses, ce qui a pour conséquence de concentrer l'énergie laser dans les zones où δn est négatif. Au cours de sa propagation, le laser est ainsi progressivement modulé, puis découpé en plusieurs impulsions successives séparées de λ_p . Ce train d'impulsion plus courtes excite alors plus efficacement l'onde plasma, et le phénomène de couplage s'amplifie. On parle de régime d'auto-modulation, rencontré dans la littérature sous les initiales SM ou SM-LWFA (pour Self-Modulated Laser WakeField Acceleration).

La variation de l'indice de réfraction engendre non seulement une modulation de la vitesse de groupe mais aussi de la vitesse de phase du laser. En conséquence, cette modulation spatiale du faisceau s'accompagne également d'une modulation spectrale. Ce phénomène général d'interaction d'une onde électromagnétique de pulsation ω_0 avec une onde plasma de pulsation ω_p engendrant une onde électromagnétique de pulsation légèrement décalée $\omega_0 \pm \omega_p$ est nommé diffusion Raman. Le régime d'auto-modulation a été abondamment étudié théoriquement dans les années 90 [Andreev, 1992, Antonsen & Mora, 1992, Sprangle *et al.*, 1992] puis expérimentalement, lorsque [Modena *et al.*, 1995] ont pour la première fois réussi à accélérer des électrons auto-injectés jusqu'à une énergie maximale de 44 MeV avec un laser de 0.8 ps et 25 TW. Pour être complet, on peut mentionner que ce phénomène mentionné ci-dessus dans la direction longitudinale est en réalité amplifié lorsqu'on considère les directions transverses par les effets d'auto-focalisation et de défocalisation qui dépendent aussi du signe de δn .

IV.1.2 Accélération d'électrons dans le régime auto-modulé avec le laser PETAL

On considère les paramètres physiques suivants pour le laser PETAL : une longueur d'onde $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$, une durée FWHM $\tau_0 = 0.5 \text{ ps}$ et une puissance $P_0 = 2.2 \text{ PW}$, donnant une énergie $E_0 = 1.17 \text{ kJ}$. Le laser est polarisé circulairement, et focalisé à l'entrée du plasma sur un waist $W_0 = 42 \mu\text{m}$, ce qui correspond au waist attendu expérimentalement. Ces paramètres aboutissent à un maximum du potentiel vecteur normalisé $a_0 = 7.5$. Un plasma pré-ionisé est utilisé dans la simulation, sa densité variant entre $n_e = 2.8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et $n_e = 2.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. La période plasma correspondante varie ainsi entre $63 \mu\text{m}$ et $20 \mu\text{m}$, ce qui assure qu'on est bien dans un cadre propice au régime auto-modulé ($\lambda_p < c\tau_0 = 150 \mu\text{m}$). Le profil du plasma est constitué d'une rampe linéaire montante de 1 mm , puis d'un plateau à la densité maximale.

Numériquement, l'étude est très contraignante à cause de la grande durée du laser, alors qu'il est toujours nécessaire de résoudre λ_0 dans la direction longitudinale. La simulation étant trop coûteuse pour être réalisée en 3 dimensions avec CALDER, on utilise ici le code quasi-cylindrique CALDER-Circ. Les pas spatiaux choisis sont $\Delta x = 0.125 c/\omega_0 \sim \lambda_0/50$ dans la direction longitudinale et $\Delta r = 4 c/\omega_0$ dans la direction radiale. Afin de respecter la condition CFL et de limiter la dispersion numérique, on prend $\Delta t = 0.124 \omega_0^{-1}$ comme pas temporel. De plus on utilise 12 macro-particules par maille, avec un facteur de forme d'ordre 3. Enfin, les 3 premiers modes de Fourier sont utilisés pour la décomposition des champs et des courants. Cependant même avec CALDER-Circ, les simulations restent très coûteuses (la boîte de simulation mesure 32000×400 mailles) et les simulations ne sont pas effectuées jusqu'à la fin de l'interaction (i.e. la déplétion totale de l'énergie laser), mais sont stoppées après 4 cm de propagation dans le plasma (ce qui correspond à 2×10^6 pas de temps). Une telle simulation correspond ainsi à un calcul de près de 250 heures sur 8000 cœurs.

Les figures 20a à 20d présentent l'enveloppe laser à différents instants de la simulation pour une densité plasma $n_e = 1.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. On observe que dans un premier temps, le laser s'auto-focalise rapidement, atteignant un a_0 maximum de 19 après 3.9 mm de propagation. Ensuite, le phénomène d'auto-modulation se met en place et décompose graduellement le faisceau laser en un train de 4 impulsions lasers successives, chacune mesurant approximativement $\lambda_p = 30 \mu\text{m}$. Cette modulation de l'impulsion laser amplifie à son tour l'onde plasma générée : le champ électrique longitudinal augmente entre les figures 20f et 20g, alors même que a_0 diminue fortement. On remarque que chaque impulsion secondaire est ainsi située dans une zone du champ décélérateur pour les électrons (voir les figures 20d et 20h). Le champ accélérateur est de plus suffisamment intense pour provoquer le piégeage et l'accélération des électrons, indiqués sur les figures 20i à 20l. Cependant la modulation du laser crée une structure de sillage complexe et surtout très

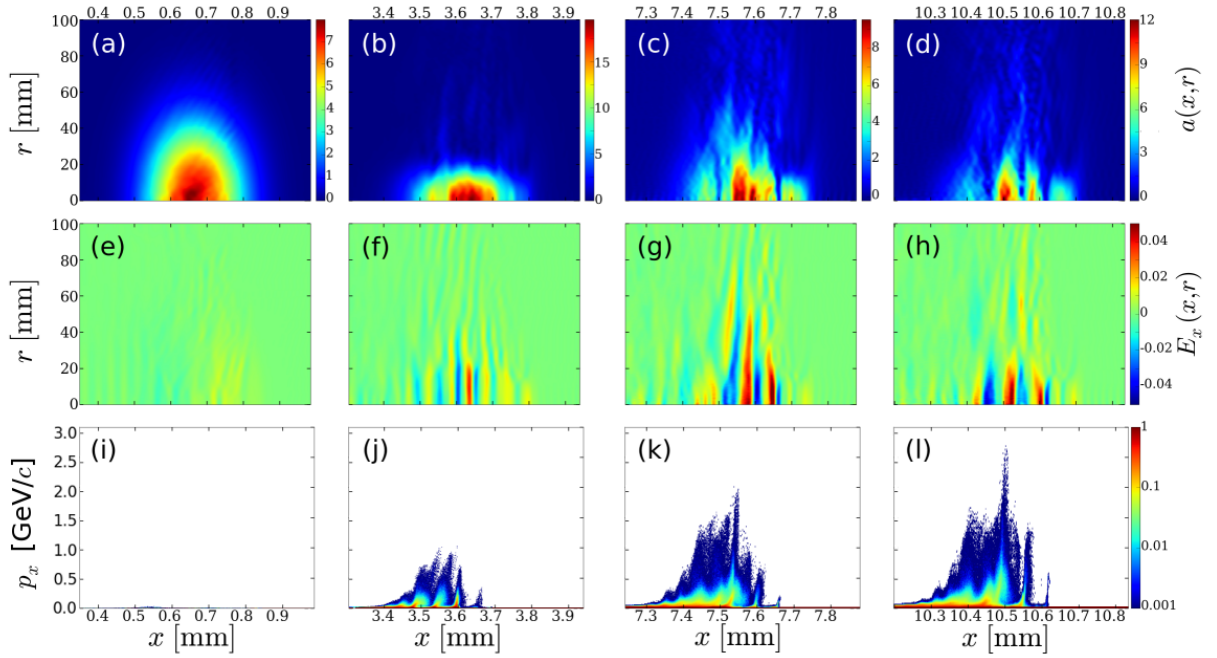


FIGURE 20 – Génération d’électrons chauds dans le plasma en régime SM-LWFA à une densité $n_e = 1.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. De la droite vers la gauche, les colonnes correspondent respectivement à des distances de propagation de 0.9 mm, 3.9 mm, 7.9 mm et 10.8 mm. La première ligne présente l’évolution de l’enveloppe du potentiel vecteur normalisé du laser (a)-(d), la deuxième celle du champ électrique longitudinal normalisé à $m_e c \omega_0 / e$ (e)-(h), et la dernière celle de l’espace des phases longitudinal (i)-(l).

changeante. En conséquence, les zones où le champ est accélérateur ne restent pas à des positions stables au cours de la propagation sur de longues distances, ce qui provoque un déphasage rapide des électrons par rapport à ces zones accélératrices. Les principales conséquences sont une limitation de l’énergie maximale obtenue, ainsi que l’obtention d’un spectre électronique de type maxwellien.

La charge électronique piégée dans le sillage (i.e. charge Q au dessus de 70 MeV) en fonction de la distance de propagation est montrée en figure 21a pour différentes densités du plasma. On constate que plus la densité est élevée, plus la charge piégée maximale augmente. Pour le plasma de plus haute densité ($n_e = 2.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), on obtient ainsi une charge très élevée proche de 50 nC après 1.5 cm d’accélération. À ce point l’énergie laser est déjà fortement déplétée, de sorte que la charge piégée commence à décroître. Cette diminution de charge s’explique par une éjection latérale des électrons qui sortent donc de la boîte de simulation, plutôt que par une perte de leur énergie. En utilisant des densités plasma plus faibles, le maximum de charge est plus faible et est atteint plus tardivement, mais la perte de charge après ce maximum est également plus lente. Pour cette raison, utiliser la densité maximale n’est pas forcément idéal pour la génération d’une source bétatron. Pour

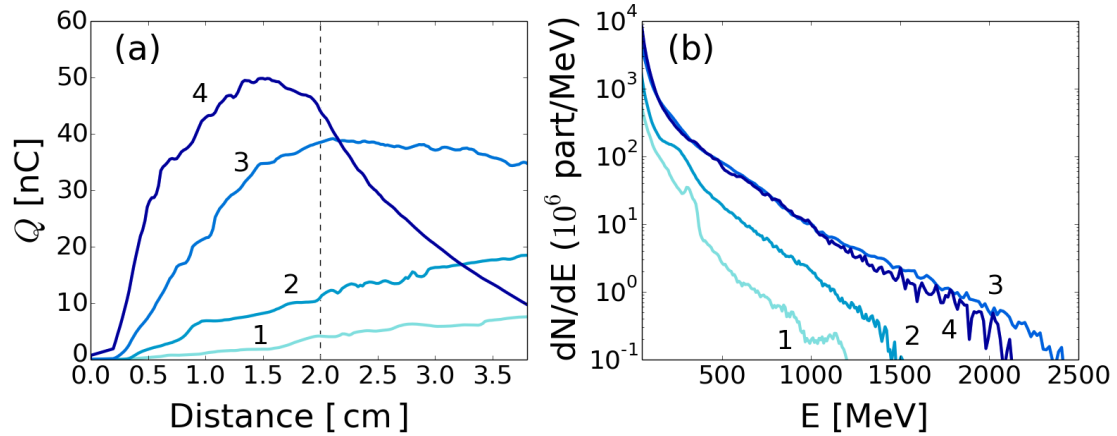


FIGURE 21 – Évolution des charges électroniques piégées dans le sillage et génération de spectres électroniques maxwelliens. (a) Charges Q au dessus de 70 MeV piégées dans le sillage au cours de la simulation. (b) Distributions énergétiques des électrons après 2 cm de propagation. De bleu clair à bleu foncé : $n_e = 2.8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (1), $n_e = 5.6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (2), $n_e = 1.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (3), $n_e = 2.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (4).

les densités les plus faibles testées ici, $n_e = 2.8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et $n_e = 5.6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, la charge maximale n'est pas encore atteinte après 4 cm de propagation, et les processus d'injection et d'accélération pourraient encore continuer sur plusieurs centimètres supplémentaires si un plasma plus long avait été simulé.

En figure 21b, on montre les spectres électroniques après 2 cm d'accélération. On constate une distribution quasi-maxwellienne caractéristique des régimes auto-modulés [Kneip *et al.*, 2008]. Une température électronique a ainsi été calculée pour les électrons au-delà de 200 MeV et augmente avec la densité plasma (de 110 MeV pour $n_e = 2.8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ à 200 MeV pour $n_e = 2.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Pour la plus grande densité testée, la charge observée au delà du GeV reste importante (> 1 nC). Pour la densité testée la plus faible, on distingue une composante quasi-monoénergétique vers 300 MeV, au sein de la distribution maxwellienne. À cette densité, l'impulsion laser ne s'étend que sur environ deux longueurs d'onde plasma, ce qui stabilise l'évolution de l'impulsion laser et donc du sillage. Une réduction supplémentaire de la densité plasma conduirait ainsi à un renforcement de cette tendance, et à une transition vers un régime d'accélération plus proche du régime de cavitation. C'est ce que nous explorons dans la prochaine section.

IV.2 Accélération en régime de la bulle

IV.2.1 Discussion sur les lois d'échelle

Les lois d'échelle présentées dans la section sur le régime de cavitation ont été obtenues à partir de considérations physiques et affinées par des simulations

PIC. Il faut bien comprendre qu'il ne faut pas les prendre comme des contraintes à respecter strictement, mais comme une indication plutôt flexible. Même si ces lois d'échelle ne font aucun prérequis sur la durée du laser (tant que son waist et son énergie sont choisis en accord avec cette durée), elles n'ont jusqu'à maintenant été testées que pour des impulsions laser ayant des durées de quelques dizaines de femtosecondes. Dans cette section, nous proposons d'étudier pour la première fois le régime de cavitation généré par un laser picoseconde du type de PETAL.

Pour savoir si le laser PETAL est réellement adapté à un régime de cavitation, nous commençons par reformuler les lois d'échelle. En considérant un laser gaussien d'énergie E_0 tel que décrit dans la première partie, il est possible d'exprimer l'énergie laser en fonction du waist W_0 , de la durée FWHM τ_0 du laser et du maximum du potentiel vecteur normalisé a_0 sous la forme :

$$E_0 [\text{kJ}] = 2.3 \times 10^{-5} \tau_0 [\text{ps}] (W_0/\lambda_0)^2 a_0^2. \quad (131)$$

On considère maintenant que les paramètres sont choisis en accord avec les lois d'échelle ($a_0 = a_m$ et $W_0 = W_m$), tels que $W_m = 2\sqrt{a_m}(c/\omega_p)$ (cf équation (45)) où $a_m \gg 1$. Alors en exprimant la durée du laser sous la forme $\tau_0 = \kappa W_m/c$, où κ est un paramètre libre, on aboutit à l'expression suivante :

$$E_0 [\text{kJ}] \gtrsim \frac{2a_m^2 \tau_0^3 [\text{ps}]}{\kappa^2 \lambda_0^2 [\mu\text{m}]}, \quad (132)$$

En général $\kappa \lesssim 1.5$ est nécessaire afin de respecter la condition $c\tau_0 \lesssim \lambda_p$. Cette condition assure de ne pas entrer dans un régime auto-modulé. De plus, une durée suffisamment courte ($c\tau_0 < \lambda_p$) favorise généralement l'auto-injection des électrons, qui peut ainsi débiter après une plus courte propagation dans le plasma. À partir de cette équation, on peut vérifier que si on choisit de dépléter l'impulsion laser au moment où les électrons atteignent leur énergie maximale, donc en choisissant $\kappa = \sqrt{2}/3$ – ce qui est la condition choisie par [Lu *et al.*, 2007] afin de déterminer les lois d'échelle, car ce choix maximise le rendement énergétique du processus d'accélération par sillage laser –, on obtient une énergie laser requise de 10 kJ (pour $\tau_0 = 0.5$ ps, $a_m = 3$ et $\lambda_0 = 1$ μm), ce qui est bien au-delà des capacités de PETAL. En prenant au contraire l'énergie disponible sur PETAL ($E = 1.1$ kJ), et en l'injectant dans cette équation, on obtient à l'inverse un facteur $\kappa \approx 1.4$ avec $a_m = 3$ ou $\kappa \approx 1.9$ avec $a_m = 4$, ce qui définit une fenêtre d'opération pour des expériences avec PETAL. En effet, utiliser un a_m plus bas correspond à une transition vers un régime non-linéaire pour lequel la cavitation n'est pas totale tandis qu'à l'inverse un a_m plus grand mène vers un régime SM-LWFA avec modulation longitudinale de l'impulsion laser. En considérant $a_m = 3$, les autres paramètres laser et plasma donnés par les lois d'échelle sont alors $n_e = 2.8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et $W_m = 110 \mu\text{m}$. De plus, ces lois d'échelle permettent d'attendre

un gain de 40 GeV sur une distance de 3 m d'accélération.

IV.2.2 Accélération d'électrons dans le régime de la bulle

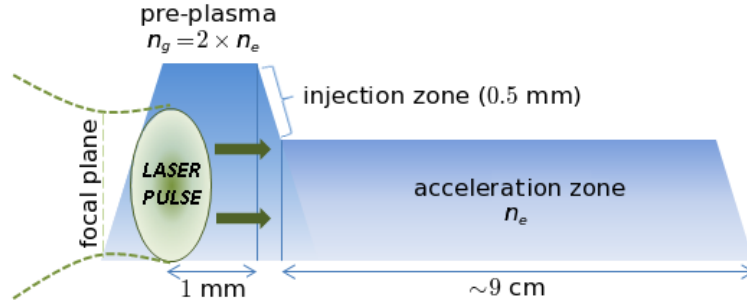


FIGURE 22 – Schéma du profil plasma utilisé pour la simulation en régime de cavitation, avec $n_e = 2.8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Une simulation CALDER-Circ de ce régime a été réalisée avec la densité déterminée précédemment $n_e = 2.8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, mais en augmentant légèrement l'intensité laser avec $a_0 = 4$ et donc $W_0 = 80 \mu\text{m}$. Cette augmentation de a_0 a pour but d'augmenter l'amplitude du sillage afin de faciliter l'injection des électrons. Les paramètres numériques utilisés sont les mêmes que dans la section précédente, excepté qu'on utilise deux modes de Fourier au lieu de trois pour la décomposition des champs et courants. L'évolution lente de la structure d'accélération à ces basses densités, ainsi que la vitesse de phase ultra-relativiste du sillage (correspondant à la vitesse de groupe du laser, qui est associée à un facteur de Lorentz $\gamma_g = 200$) rendent très difficile l'auto-injection des électrons froids du plasma [Kalmikov *et al.*, 2011]. Afin de provoquer et de pouvoir contrôler l'injection, nous avons choisi d'utiliser la méthode d'injection par gradient descendant dans cette simulation. Le profil plasma utilisé, incluant ce gradient, est montré en figure 22. La densité plasma diminue de $n_g = 2n_e$ à n_e en 0.5 mm, ce qui provoque une extension de la bulle suffisante pour provoquer l'injection d'électrons. Aucune injection ne se produit après le passage dans ce gradient descendant. Cette méthode permet d'injecter une charge de 820 pC au dessus de 50 MeV. La charge est contrôlable en modifiant les paramètres du gradient. Une étude menée avec une résolution numérique moins bonne ($\Delta x = 0.25 c/\omega_0$) a montré que la charge injectée pouvait être contrôlée entre 0 et 1.1 nC en faisant varier la densité n_g utilisée entre n_e et $3n_e$. Selon cette étude, la charge injectée était cependant de 350 pC en utilisant $n_g = 2n_e$. Si une telle résolution est souvent suffisante pour des lasers de 30 fs, l'utilisation d'une plus longue impulsion laser accentue les problèmes numériques. Avec un pas Δx trop grand, les électrons ont en effet tendance à acquérir un moment angulaire fallacieux lors de leur interaction avec l'impulsion laser polarisée circulairement. En conséquence, la cavité ionique ne se ferme pas totalement en

son arrière, ce qui peut modifier fortement l'injection. Néanmoins, on peut aussi attendre une injection plus forte avec un gradient plus raide et de meilleurs paramètres numériques : un gradient plus raide diminue l'énergie que les électrons doivent atteindre pour être injectés.

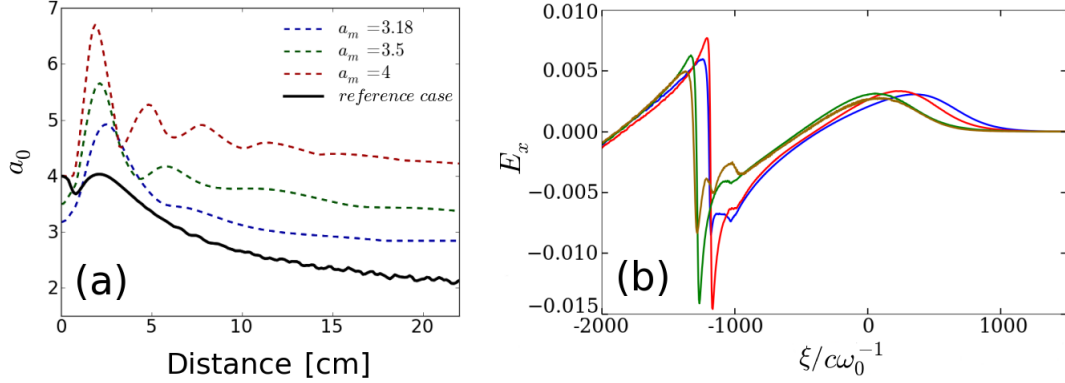


FIGURE 23 – Evolution à long terme de l'impulsion laser et du sillage dans le régime de cavitation. (a) Évolution du maximum du potentiel vecteur normalisé sur 22 cm pour les paramètres correspondant au cas de référence simulé avec CALDER-Circ ($a_0 = 4$ et $n_e = 2.8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, noir) et pour des paramètres tels que $a_m = 4$ et $n_e = 6.6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (pointillés rouges), $a_m = 3.5$ et $n_e = 4.4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (pointillés verts) et $a_m = 3.18$ et $n_e = 3.3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (pointillés bleus). (b) Champ E_x normalisé à $m_e c \omega_0 / e$ obtenu dans la simulation CALDER-Circ de référence sur l'axe de propagation après 1.5 cm (bleu), 4 cm (rouge), 6.5 cm (vert) et 9 cm (jaune) de propagation. L'impulsion laser est centrée en $\xi = x - ct = 0$.

Avec les paramètres physiques choisis, l'auto-focalisation du laser n'est pas suffisante pour maintenir la cavitation pendant la distance nécessaire au déphasage des électrons ($L_{dph} \simeq 3 \text{ m}$). Pour le montrer, on étudie la propagation du laser sur une vingtaine de centimètres avec le code WAKE afin de pouvoir réaliser des simulations rapides. L'injection n'étant pas modélisée dans WAKE, le gradient est omis dans ces simulations. En figure 23a, ces simulations montrent qu'en utilisant les mêmes paramètres physiques que pour CALDER-Circ, l'intensité laser décroît graduellement jusqu'à être réduite d'un facteur 4 après 20 cm de propagation dans le plasma, ce qui indique ici une transition du régime de cavitation vers un régime non-linéaire sans cavitation. D'autres simulations WAKE montrent qu'avec des paramètres différents pour le waist laser et la densité plasma, un meilleur guidage de l'impulsion laser sur les 20 premiers centimètres peut être obtenu. Cependant ces paramètres correspondent à $\kappa > 2$ et donc à un régime proche du SM-LWFA. La diminution du champ accélérateur qui résulte de la défocalisation du laser dans la simulation CALDER-Circ est montrée en figure 23b. La densité étant très basse, on peut considérer que l'impulsion laser reste centrée en $\xi = x - ct = 0$ car $v_g \approx c$. Le champ E_x passe de 20 GeV/m à 1.5 cm de propagation (courbe

bleue) à 11 GeV/m après 9 cm de propagation (courbe jaune). Ainsi l'énergie maximale atteinte sera beaucoup plus faible que ne le laissent prévoir les lois d'échelle (~ 40 GeV après 3 m d'accélération), d'autant que E_x devrait davantage se réduire sur les prochains centimètres. Enfin, on peut apercevoir des effets liés au *beamloading* avec l'aplanissement, voire le changement de pente, de E_x autour de $\xi = -1000 c\omega_0^{-1}$, où est positionné le faisceau d'électrons.

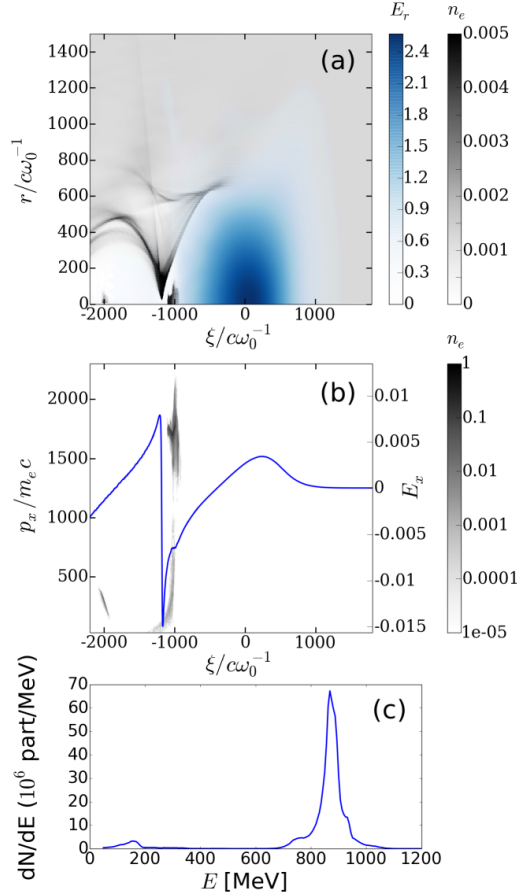


FIGURE 24 – Simulation du régime de cavitation avec CALDER-Circ. Résultats après 4 cm de propagation. (a) Densité électronique (gris) et champ laser normalisé à $m_e c \omega_0 / e$ (bleu). (b) Champ électrique longitudinal E_x pris sur l'axe de propagation, et normalisé à $m_e c \omega_0 / e$ (bleu); densité électronique normalisée dans l'espace des phases longitudinal (gris). (c) Distribution en énergie des électrons.

La figure 24a montre la densité électronique et le champ laser après 4 cm de propagation dans la simulation CALDER-Circ. On peut voir dans la première cavité accélératrice des électrons qui ont été injectés lors du passage dans le gradient descendant. Ils sont proches de l'arrière de la cavité, car à peine plus d'un pourcent de la distance de déphasage a été parcourue. La charge injectée est de 820 pC au dessus de 50 MeV, et présente une forte composante monoénergétique autour de 0.9 GeV (cf figs. 24b et 24c). Cette différence importante avec l'allure du spectre

obtenu dans le régime auto-modulé vient de la stabilité de la structure accélératrice dans le régime de cavitation, et de la méthode d'injection utilisée : l'injection des électrons est réduite en temps et en espace, donc ceux-ci subissent un champ accélérateur semblable pendant leur propagation dans le plateau de densité, créant cette structure quasi-monoénergétique dans le spectre.

La simulation est finalement arrêtée après 9 cm de propagation. La distribution énergétique des électrons à cet instant est donnée en figure 25. Les électrons les plus énergétiques ont une énergie de 1.6 GeV, ce qui correspond à un champ accélérateur moyen de 14 GeV/m entre les points à 4 cm et à 9 cm de propagation, et corrobore donc la réduction du champ E_x . Si le spectre électronique présente toujours un caractère monoénergétique, la dispersion énergétique a augmenté passant de $\Delta E_{FWHM} = 5.9\%$ après 4 cm à $\Delta E_{FWHM} = 8.9\%$ après 9 cm. Cependant cet élargissement spectral n'a que peu d'influence sur la génération de rayonnement.

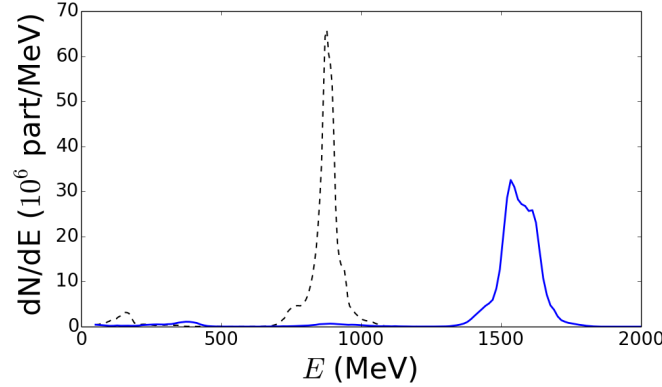


FIGURE 25 – Évolution de la distribution d'énergie électronique dans le régime de cavitation. Spectres après 4 cm de propagation (pointillés noirs) et 9 cm (bleu).

IV.3 Influence du régime d'accélération sur la source bêta-tron

Selon le régime choisi pour l'accélération des électrons, auto-modulation ou régime de cavitation, les faisceaux accélérés ont des propriétés bien différentes : charges importantes et spectres maxwelliens en régime auto-modulé, contre moins de charge mais un spectre monoénergétique à plus haute énergie en régime de cavitation. Dans cette section, nous montrons que les profils des sources bêta-trons générées sont eux-aussi très dépendants du choix du régime.

IV.3.1 Spectre du rayonnement

Le rayonnement a été calculé par post-traitement des trajectoires des électrons accélérés pour chaque simulation. L'énergie critique du rayonnement bêta-tron est

donnée par l'équation (91). En l'appliquant à des électrons de 50 MeV et d'amplitude d'oscillation $r_0 \sim 20 \mu\text{m}$, proche de la valeur typique mesurée dans les simulations, on obtient une énergie critique comprise entre 0.2 keV et 2 keV selon la densité plasma utilisée. Le rayonnement émis par les électrons moins énergétiques aura donc peu de répercussions sur le spectre rayonné au delà de cette énergie. En conséquence, le rayonnement est calculé uniquement pour les particules les plus énergétiques ($E > 50 \text{ MeV}$), ce qui réduit le coût numérique.

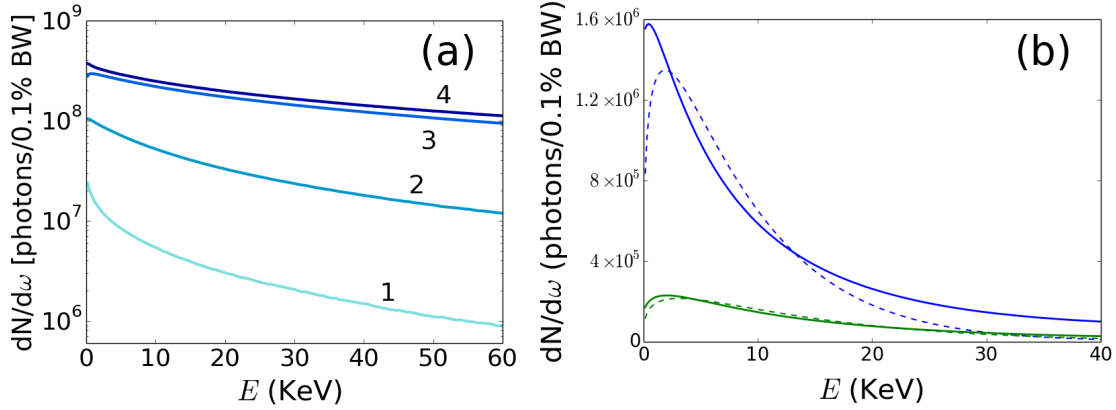


FIGURE 26 – (a) Distribution photonique par 0.1%BW obtenue dans le régime SM-LWFA. De bleu clair à bleu foncé : $n_e = 2.8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (1), $n_e = 5.6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (2), $n_e = 1.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (3), $n_e = 2.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (4). (b) Distribution photonique par 0.1%BW obtenue dans le régime de cavitation. Distribution totale (bleu) et émise lors de la propagation dans le dernier centimètre du plasma (vert). Les fits synchrotrons correspondants sont tracés en courbes pointillées. Le nombre de photons est intégré sur un angle d'émission de $100 \times 100 \text{ mrad}^2$.

Les spectres photoniques obtenus dans chaque régime sont montrés en figure 26. La figure 26a, correspondant au régime auto-modulé, montre une émission X sur une large bande spectrale, significative jusqu'à plusieurs dizaines de keV, en particulier pour les plus hautes densités testées. Le nombre total de photons émis sur l'intervalle 0-60 keV est maximisé pour $n_e = 2.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, soit la plus grande densité testée. Ceci n'est pas surprenant car c'est pour cette densité qu'on avait obtenu la charge la plus élevée, ainsi qu'une accélération quasiment aux plus hautes énergies. Cependant l'énergie laser étant rapidement déplétée pour des densités plasmas $n_e > 1.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, l'accélération d'une plus grande charge est compensée par une accélération et une émission sur une plus courte distance, ce qui explique que l'émission X semble saturer au-delà de cette densité. Il faut toutefois noter que pour les plus faibles densités, davantage d'émission X serait observée en augmentant la distance de propagation. Dans le régime de cavitation, l'émission X présente le même genre de profil à large bande, mais s'étend moins vers les hautes énergies. De plus, le spectre électronique étant de profil quasi-monoénergétique, le spectre X obtenu a pu être comparé avec un spectre synchrotron théorique suivant

la distribution $S(\omega/\omega_c)$ définie en section II.4. Le rayonnement émis pendant la totalité de la propagation peut être approximé par un spectre synchrotron ayant une énergie critique $E_c = 6.6$ keV (courbe en pointillés bleus sur la figure 26b). La différence entre les courbes est liée au gain d'énergie des électrons dans l'accélérateur laser-plasma, alors que la distribution théorique $S(\omega/\omega_c)$ a été obtenue en supposant une énergie constante. À l'inverse, le spectre émis pendant le dernier centimètre de propagation (courbe verte pleine sur la figure 26b) est bien approximé par un spectre synchrotron théorique avec $E_c = 10.9$ keV. En utilisant cette valeur dans la formule (91), et en considérant des électrons de 1.6 GeV, on obtient un rayon d'oscillation $r_\beta = 7.6 \mu\text{m}$, ce qui est proche de la valeur obtenue dans la simulation (voir la table 1, où on suppose que la taille transverse du faisceau correspond au rayon d'oscillation des électrons). Cette valeur peut également être comparée à l'énergie critique $E_c = 26$ keV, obtenue par un fit synchrotron de la simulation en régime auto-modulé avec $n_e = 1.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, ce qui confirme que des photons de plus haute énergie sont produits en régime auto-modulé. Cette dernière estimation est cependant assez grossière : étant donnée la nature maxwellienne du spectre électronique obtenu dans le régime auto-modulé, le nombre de photons émis à haute énergie est fortement sous-estimé.

IV.3.2 Distribution angulaire

En figure 27 est présentée la distribution angulaire de l'énergie rayonnée dans le régime auto-modulé. Dans ce régime, l'augmentation de la densité provoque une augmentation de la divergence du rayonnement : l'angle FWHM de l'émission passe de 18 mrad pour $n_e = 2.8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ à 75 mrad pour $n_e = 2.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Selon l'équation (89), le paramètre de force de l'oscillation est proportionnel à $r_\beta k_p \sqrt{\gamma}$. Dans les simulations, r_β ne varie quasiment pas avec la densité dans ce régime (voir table 1), donc $K \propto \sqrt{n_e \gamma}$. Ainsi l'augmentation de densité conduisant à une augmentation de l'énergie électronique, elle conduit aussi à une augmentation de l'angle d'émission. On rappelle que l'accélération étant stoppée après 4 cm, ceci défavorise les cas avec une plus faible densité, et pour lesquels les électrons sont toujours en train de gagner de l'énergie après 4 cm de propagation.

Dans le régime de cavitation, les électrons interagissent moins avec l'impulsion laser, car ils sont positionnés à l'arrière de celle-ci, en fin de cavité ionique, dans une zone où le champ laser est faible. En conséquence, la divergence de la source X est fortement réduite par rapport au régime auto-modulé (divergence de l'ordre de 4 mrad seulement, cf figure 28).

IV.3.3 Comparaison des sources dans chaque régime

Les paramètres des sources bétatrons obtenues dans les deux régimes d'accélération sont résumés dans la table 1. Indépendamment du régime d'accélération, le

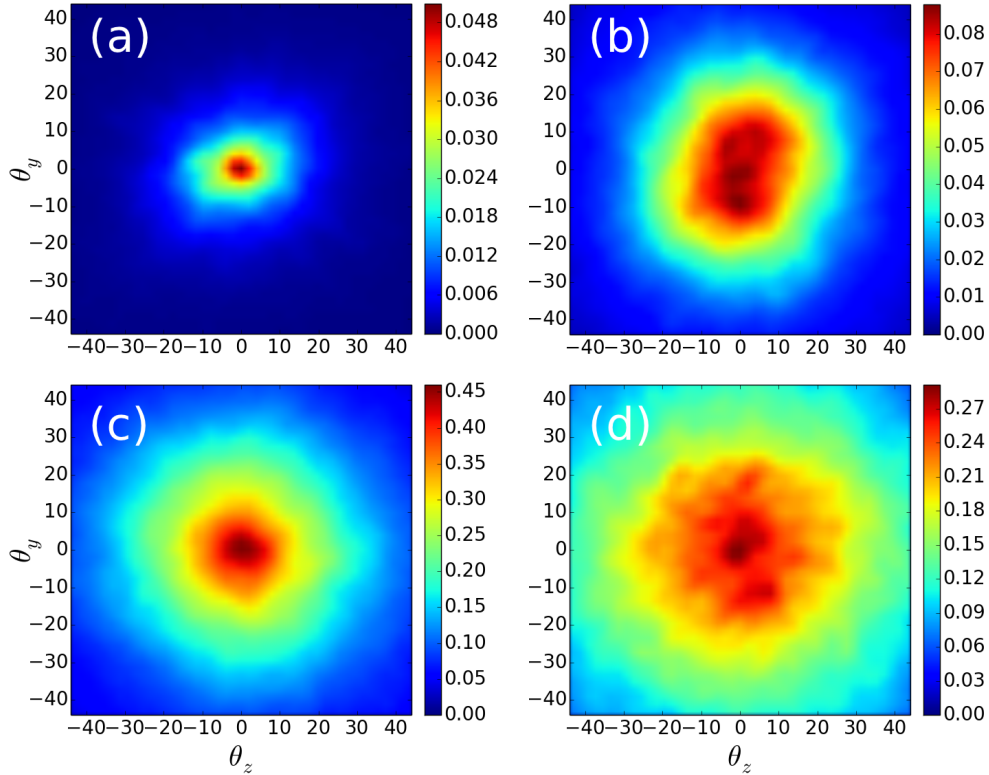


FIGURE 27 – Distribution angulaire $dI/d\Omega$ de l'énergie rayonnée (joules par steradian) dans le cas du régime auto-modulé pour les densités $n_e = 2.8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (a), $n_e = 5.6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (b), $n_e = 1.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (c), et $n_e = 2.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (d). Les angles sont indiqués en milliradians.

nombre de photons émis sur l'intervalle 0-60 keV augmente avec la densité plasma utilisée. N_X est ainsi multiplié par un ordre de grandeur entre le régime de cavitation et le régime auto-modulé avec la densité la plus faible, puis encore d'un facteur 20 avec le régime auto-modulé et la densité la plus élevée. Ces photons étant de plus émis à des énergies plus grandes, on retrouve la même tendance pour l'énergie totale émise et donc pour l'efficacité de conversion énergétique η des 1.1 kJ laser vers le rayonnement. On trouve ainsi $\eta = 2.7 \times 10^{-9}$ pour le régime de cavitation, contre $\eta = 1.6 \times 10^{-6}$ pour le régime auto-modulé avec $n_e = 2.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, soit près de 3 ordres de grandeurs de différence. Ces taux de conversion, plutôt faibles par rapport à ceux qui seront trouvés par la suite pour des lasers femtosecondes, indiquent que PETAL n'est a priori pas optimal pour réaliser ce genre de sources, même s'il permet d'obtenir tout de même une source intéressante. D'un point de vue énergétique, il faut donc privilégier le régime auto-modulé. D'autre part, cette efficacité très faible pour le régime de cavitation s'explique par le fait qu'on utilise ce régime sans guider le laser. En guidant le laser (c'est-à-dire en utilisant un capillaire, ou une densité plasma plus haute), alors on pourrait facilement propager

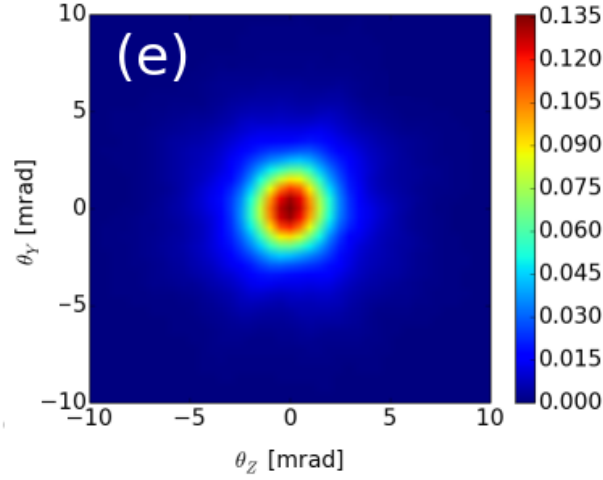


FIGURE 28 – Distribution angulaire $dI/d\Omega$ de l'énergie rayonnée (joules par steradian) dans le régime de cavitation.

le laser sur une distance 10 fois plus élevée, donc atteindre une énergie ~ 10 fois plus grande, et augmenter l'efficacité d'un facteur ~ 100 .

La table 1 indique aussi la taille transverse rms de la source, ainsi que sa durée rms. Si ces deux paramètres ne varient quasiment pas pour les différentes simulations réalisées en régime auto-modulé, on obtient une taille de source bien plus petite (facteur 3 à 4) et une durée de source également beaucoup plus faible (facteur >10) dans le régime de cavitation. Le faisceau accéléré est plus court dans ce dernier cas, car il est contenu dans la partie arrière d'une seule cavité accélératrice, alors qu'il est distribué dans plusieurs périodes plasmas en régime auto-modulé. Avec de plus une divergence du rayonnement bien inférieure en régime de cavitation, la source bétatron est ainsi plus brillante dans ce régime (cf table 1). En outre, même si elle est beaucoup moins énergétique, cette source bétatron possède une taille beaucoup plus compacte, ce qui favorise l'obtention d'une meilleure résolution spatiale et temporelle pour les applications. Cependant, on comprend aisément que cette dernière méthode est plus difficile à mettre en œuvre, en particulier parce qu'elle requiert un schéma d'injection par gradient qui complexifie sa réalisation expérimentale. C'est aussi un régime moins robuste que le régime auto-modulé : de faibles variations des paramètres ou une mauvaise qualité du laser pourront facilement dégrader voire empêcher le fonctionnement de la source.

Cette étude [Ferri *et al.*, 2016b] a permis de démontrer l'extension de l'accélération par sillage laser à un nouveau type de laser (kJ, PW, ps), qui n'avait jusqu'à présent pas encore été franchement considéré pour l'accélération d'électrons, et pour la création de sources bétatrons. À travers l'étude de l'accélération dans deux types de régimes différents, nous avons montré que des lasers picosecondes tels que PETAL sur le LMJ, ou ARC sur le NIF sont des sources potentielles d'impulsions

IV.3 Influence du régime d'accélération sur la source bêatron

n_e (cm ⁻³)	Q_{\max} (nC)	N_X	Θ_{FWHM}	L_{rms} (μm)	D_{rms} (fs)	E_X (mJ)	B
cavitation							
2.8×10^{16}	0.82	7.0×10^9	4	7.1	20	0.003	8.8×10^{21}
auto-modulé							
2.8×10^{17}	6.9	7.6×10^{10}	18	25.3	255	0.03	3.8×10^{19}
5.6×10^{17}	18.2	4.6×10^{11}	42	25.6	257	0.31	6.0×10^{19}
1.1×10^{18}	38.7	1.5×10^{12}	47	25.7	257	1.52	3.7×10^{20}
2.8×10^{18}	49.8	1.8×10^{12}	75	29.0	291	1.76	1.2×10^{20}

TABLE 1 – Résumé des paramètres des sources X émises dans les régimes auto-modulé (longueur de plasma de 4 cm) et de cavitation (longueur de plasma de 9 cm). Q_{\max} est la charge maximale contenue dans le sillage au cours de la propagation, seuls les électrons ayant une énergie supérieure à 70 MeV étant pris en compte. N_X est le nombre de photons émis sur l'intervalle 0-60 keV et dans l'angle solide 100×100 mrad². Θ_{FWHM} est l'angle FWHM de l'émission (mrad) et E_X l'énergie totale rayonnée. L_{rms} est la taille transverse rms de la source et D_{rms} sa durée rms. B est la brillance à 30 keV (photons/s/mm²/mrad²/0.1%BW).

de rayonnement synchrotron à haute brillance, et peuvent ainsi se transformer en outils de diagnostics X ultra-rapides et à ultra-hautes résolutions pour les plasmas à hautes densités d'énergies rencontrés sur de telles installations.

Cette section a aussi permis de présenter au lecteur un cas concret et réaliste d'accélération, car celui-ci s'appuie sur les paramètres physiques réellement attendus pour le laser PETAL. Dans la prochaine section, nous présentons le scénario inverse : au lieu de prévoir numériquement les résultats d'une future expérience, nous cherchons à interpréter des résultats expérimentaux déjà fournis. Ceci nous permettra de constater le désaccord qu'il peut y avoir entre simulation numérique et expérience, et de proposer un moyen d'y remédier au moins partiellement.

V Influence des aberrations laser dans un cas réaliste

Expérimentalement, le nombre de données qui peuvent être collectées est souvent plutôt limité. Si les paramètres finaux (nombre de particules, divergence, spectre, etc. à la fois pour le faisceau d'électrons et la source bétatron) sont assez facilement accessibles, il est difficile de diagnostiquer l'accélération et les processus prenant place dans le plasma, notamment à cause de leur très courte durée (de l'ordre de seulement quelques picosecondes pour la durée totale de l'interaction, donc bien inférieure pour certains phénomènes comme l'injection), de leur taille microscopique et du fait que le sillage se déplace à une vitesse proche de c . Des techniques expérimentales basées sur l'utilisation de sondes lasers ultra-courtes [Buck *et al.*, 2011, Sävert *et al.*, 2015] ont commencé à émerger récemment afin d'imager le sillage au cours de la progression du laser, et la reconstruction directe des champs par imagerie du sillage à partir de faisceau d'électrons femtosecondes a été proposée [Zhang *et al.*, 2016]. Cependant, ces techniques nécessitent encore des développements, et la principale méthode de compréhension expérimentale consiste à faire varier les paramètres d'entrée (propriétés du laser et du plasma) et d'observer leur influence sur les résultats finaux. Ceci peut être délicat à mettre en œuvre et n'est souvent pas suffisant, de sorte que la compréhension approfondie des expériences s'appuie très souvent sur des simulations numériques, dans lesquelles on peut accéder dans le détail aux champs, aux paramètres du plasma et aux propriétés des faisceaux à n'importe quel moment.

Pour ne pas aboutir à des interprétations erronées des expériences, il est donc impératif que les simulations les reproduisent de la manière la plus précise possible. Cette fidélité ne peut être obtenue qu'en considérant des conditions initiales proches des conditions expérimentales. Un facteur notable qui n'est souvent pas pris en compte dans les simulations est la qualité de la tâche laser. Par exemple, dans une étude très récente, il a été montré que la présence d'un halo transverse autour de la tâche focale du laser dégrade fortement les paramètres du faisceau d'électrons [Nakanii *et al.*, 2016]. Parallèlement à la distribution d'intensité transverse, la distorsion du front d'onde dans le plan focal – par exemple des aberrations comatiques – a une influence sur l'émittance du faisceau électronique ainsi que sur l'émission X [Mangles *et al.*, 2009, Cummings & Thomas, 2011]. De plus, dans une expérience récente sur un laser à haut taux de répétition [He *et al.*, 2015], le front d'onde du laser a été optimisé par rapport à la qualité du faisceau d'électrons plutôt que par rapport à la qualité de la tâche laser dans le plan focal. La meilleure qualité du faisceau d'électrons n'était pas obtenue pour la meilleure tâche focale, ce qui montre que les propriétés de l'impulsion laser hors du plan focal sont un élément important pour le sillage laser.

La plupart des études théoriques et numériques sur le sillage laser se basent sur des profils transverses de l'intensité qui sont Gaussien idéaux, voire Laguerre-Gaussien [Vieira *et al.*, 2012]. Des distributions plus réalistes correspondant aux impulsions mesurées expérimentalement [Corde *et al.*, 2013b] commencent tout de même à être utilisées dans certaines études. Dans cette partie, nous interprétons les résultats d'une expérience réalisée à l'INRS au Canada à l'aide de simulations utilisant non seulement la distribution transverse de l'intensité laser mesurée expérimentalement, mais aussi de son front d'onde, déduit de l'expérience [Ferri *et al.*, 2016a]. On montre que l'amélioration successive de la description du laser (ajout du profil d'intensité réaliste, puis ajout du front d'onde réaliste) rapproche les prédictions de la simulation des résultats expérimentaux, mais dégrade les performances de l'accélération par sillage laser et de la source bêta-tron.

V.1 Présentation de l'expérience

Cette étude vise à reproduire les résultats obtenus dans une expérience réalisée sur l'installation ALLS (Advanced Laser Light Source) à l'INRS-EMT au Québec. Dans cette expérience, un système laser Ti :Saphir de longueur d'onde 800 nm et de durée FWHM 30 fs, capable de délivrer 2.5 J, est focalisé sur une tâche focale $w_0 = 18 \mu\text{m}$ à l'entrée d'une buse de gaz d'Hélium. Un schéma de l'expérience est montré en figure 29. Dans cette expérience, différentes buses sont utilisées, leur longueur variant de 3 à 7 mm, tandis que la densité est gardée proche de $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. De plus, pour chaque buse, la position du plan focal est choisie de manière à optimiser le signal X émis. Le spectromètre utilisé pour déterminer la charge et l'énergie du faisceau d'électrons possède une énergie de coupure à 140 MeV. Le but de cette expérience était d'optimiser expérimentalement la source X délivrée sur cette installation laser.

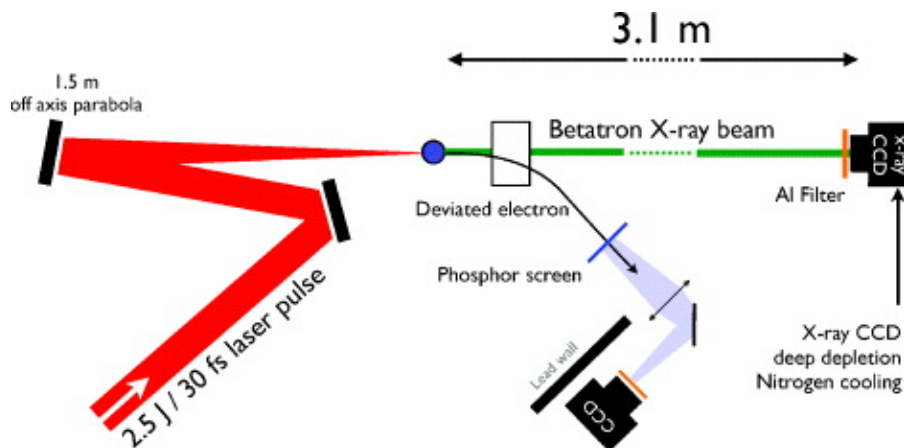


FIGURE 29 – Schéma du dispositif expérimental pour la création d'une source bêta-tron dans l'expérience réalisée sur l'ALLS. Tiré de [Fourmaux *et al.*, 2011b].

La table 2 présente quelques uns des paramètres expérimentaux, ainsi que les principaux résultats (moyennés sur 10 tirs à cause de la fluctuation tir-à-tir). La lecture de ce tableau fait se dégager deux questions principales :

- Les résultats expérimentaux montrent un accroissement du nombre de photons avec la longueur de la buse. Cependant pour les paramètres lasers et plasma utilisés, les longueurs de déplétion laser L_d et de déphasage des électrons L_{dph} sont de $L_d = 2.6$ mm et $L_{dph} = 1.3$ mm, donc beaucoup plus courtes que les longueurs de plasma considérées dans l'expérience. Pourquoi un allongement de ces longueurs bien au-delà de L_d et L_{dph} conduit à l'accroissement du nombre de photons observé expérimentalement ?
- Pour obtenir ces résultats, la position optimale du plan focal recule significativement dans le plasma (de près de trois longueurs de Rayleigh) lorsque la longueur des buses augmente. Pourquoi ce changement de position focale ?

Pour comprendre ces résultats quelque peu contre-intuitifs, nous avons réalisé des simulations 3D avec CALDER dans lesquelles nous utilisons un laser fidèle à l'expérience en utilisant une technique de reconstruction du front de phase. Ce travail a été motivé par l'obtention de premiers résultats non-concluants : l'expérience a d'abord été modélisée à l'aide de CALDER-Circ en décrivant le laser par un faisceau Gaussien idéal, mais ni les résultats quantitatifs, ni même les tendances qualitatives décrites ci-dessus n'ont pu être reproduites. Nous avons alors cherché à modéliser le laser de manière plus réaliste, ce point nous semblant être la cause la plus probable du désaccord.

buse	n_e [cm ⁻³]	plateau [mm]	rampe [mm]	plan focal [mm]	Q [pC]	E_{max} [MeV]	N_X [10 ⁸]	E_c [keV]
3 mm	6.2×10^{18}	3.1	0.5	-0.5	202 ± 60	224 ± 19	1.8 ± 0.3	12.3 ± 0.7
5 mm	6.4×10^{18}	5.6	0.5	0.3	230 ± 57	250 ± 18	2.5 ± 0.9	12.3 ± 0.9
7 mm	5.8×10^{18}	7.5	0.65	2	303 ± 93	348 ± 31	4.9 ± 1.8	15 ± 0.9

TABLE 2 – Données expérimentales : densité électronique n_e ; longueurs du plateau et de la rampe caractérisant le profil de densité du plasma (la longueur de la rampe est la même en entrée et sortie de plasma) ; position optimale du plan focal pour l'émission de rayonnement, indiquée relativement au début du plateau, le signe – signifiant que le plan focal est avant le début du plateau ; charge électronique $Q > 140$ MeV ; énergie maximale des électrons E_{max} ; nombre de photons N_X et énergie critique E_c du rayonnement X. Les propriétés des faisceaux émis (Q , E_{max} , N_X et E_c) sont moyennées sur 10 tirs. La valeur indiquée par \pm indique la déviation standard.

V.2 Reconstruction de la phase

V.2.1 L'algorithme de Gerchberg-Saxton

La phase est reconstruite à partir de la distribution d'intensité expérimentale en deux plans distincts par l'algorithme de Gerchberg-Saxton [Gerchberg & Saxton, 1972] (GSA). Largement utilisé dans le domaine de l'optique, il a également été récemment employé en accélération par sillage laser avec des lasers mJ [Beaurepaire *et al.*, 2015]. Un schéma du fonctionnement de l'algorithme est montré en figure 30. Cet algorithme utilise comme données d'entrée les mesures expérimentales du profil d'intensité transverse faites dans différents plans (au minimum 2) proches du plan focal. Prenons l'exemple de deux mesures effectuées dans un plan 1 et un plan 2. À partir de la distribution d'intensité expérimentale dans le plan 1 et d'une phase de départ supposée nulle, le GSA propage le faisceau (dans le vide) et en déduit un profil d'intensité et de phase dans le plan 2. La propagation dans le vide se fait à l'aide d'une décomposition du champ en modes de Fourier. Il utilise alors cette phase calculée et la distribution d'intensité expérimentale dans le plan 2 pour en déduire par propagation inverse une nouvelle phase dans le plan 1. Ces aller-retours entre les deux plans sont itérés jusqu'à convergence de la phase calculée. L'algorithme peut bien sûr utiliser plus de deux plans comme données d'entrée, l'utilisation de plus de plans augmentant la précision de la reconstruction. Une fois la convergence atteinte, l'algorithme peut déduire le profil d'intensité et de phase dans n'importe quel plan.

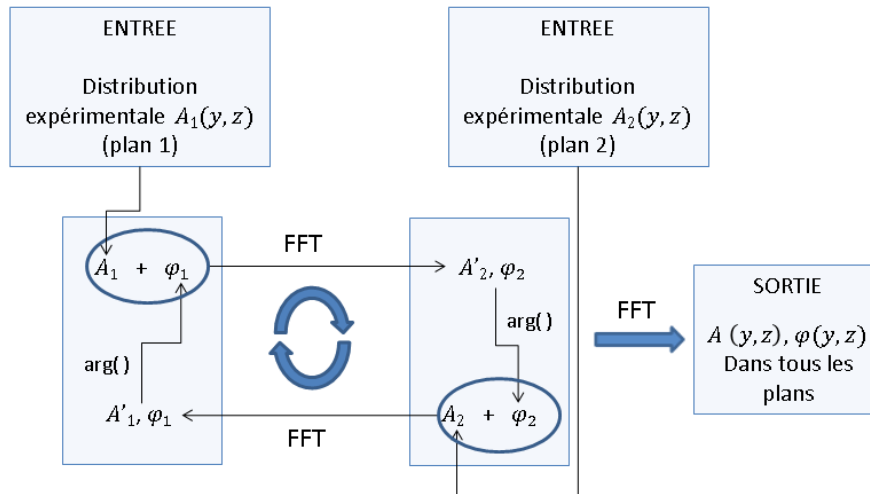


FIGURE 30 – Schéma du fonctionnement de l'algorithme de Gerchberg-Saxton. A_n est le profil d'intensité mesuré expérimentalement au plan n . A'_n et ϕ_n sont respectivement le profil d'intensité et la phase calculés par l'algorithme au plan n .

La validation de l'algorithme a été effectuée avec succès sur des profils gaussiens, mais présente peu d'intérêt. On montre plutôt en figure 31 l'application

du GSA à l'expérience présentée plus haut. Les figures 31a et 31b correspondent aux profils d'intensités mesurés expérimentalement respectivement au plan focal et 5 mm après le plan focal. Le GSA est appliqué à ces deux profils, et la figure 31c montre l'intensité calculée dans le plan à +5 mm par l'algorithme après une ultime propagation de l'intensité expérimentale combinée à la phase calculée dans le plan focal. On peut voir que la différence entre les intensités expérimentales et reconstruites est faible, ce qui montre la convergence de l'algorithme. La différence restante est inévitable et est liée à la précision requise pour stopper la boucle d'itération de l'algorithme.

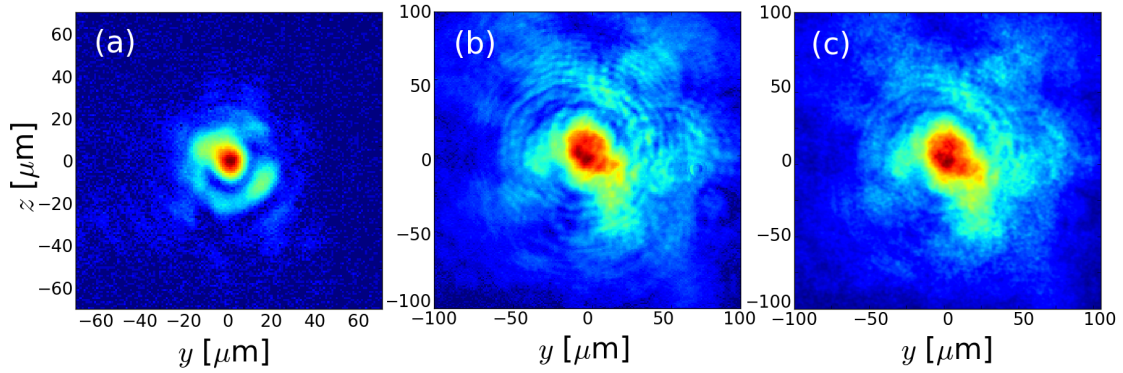


FIGURE 31 – Distributions d'intensités expérimentales (a) dans le plan focal et (b) 5 mm après le plan focal. (c) Distribution d'intensité calculée par l'algorithme 5 mm après le plan focal, après une dernière propagation du profil d'intensité dans le plan focal associé à la phase calculée en ce plan.

On effectue également un deuxième test pour valider la propagation du laser dans l'algorithme et l'initialisation du laser dans CALDER. Dans ce test, on initie le laser dans CALDER avec le profil d'intensité et le front de phase calculés dans le plan focal par le GSA, et on compare la propagation de l'impulsion dans le vide avec celle donnée par le GSA. Les résultats après 2 longueurs de Rayleigh ($Z_R = 0.92$ mm) sont montrés en figure 32. Un très bon accord est trouvé entre la propagation de l'impulsion laser par l'algorithme et par CALDER (fig. 32a et 32b). On montre également la propagation par CALDER du même profil d'intensité associé à un front de phase supposé nul, qui aboutit à un résultat différent après $2 Z_R$: l'utilisation du front d'onde réaliste conduit à une distribution d'intensité plus complexe après le plan focal.

V.2.2 Reconstruction de la phase : application à l'expérience.

Les figures 33a et 33b présentent les distributions d'intensités mesurées expérimentalement dans le plan focal, et 5 mm après le plan focal. À partir de ces deux tâches, le GSA a reconstruit la phase en ces deux mêmes plans (figs. 33d et 33e). On remarque que le front de phase n'est pas nul dans le plan focal, contrairement à

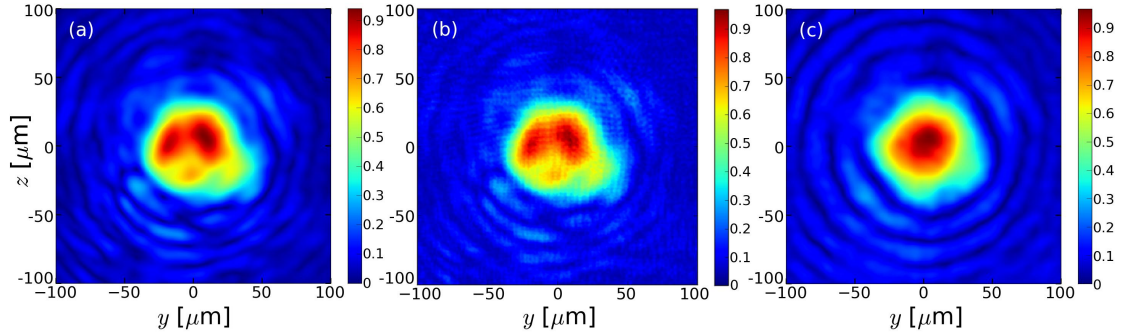


FIGURE 32 – Tâches laser (potentiel vecteur normalisé) après une propagation dans le vide sur $2 Z_R$ à partir du plan focal calculées par (a) CALDER en utilisant le front d’onde reconstruit, (b) l’algorithme de Gerchberg-Saxton et (c) CALDER en utilisant un front d’onde nul.

ce qui se passe pour un laser gaussien idéal. On montre aussi la tâche laser reconstruite (figure 33c) 5 mm avant le plan focal à titre d’exemple. Il devient visible que le comportement du laser autour du plan focal est très asymétrique : au plan focal et après, la tâche laser est inhomogène, avec la présence de tâches secondaires ou d’anneaux. À l’inverse, la tâche reconstruite avant le plan focal est beaucoup plus homogène. On va voir dans la suite que ces observations auront leur importance sur le processus d’accélération.

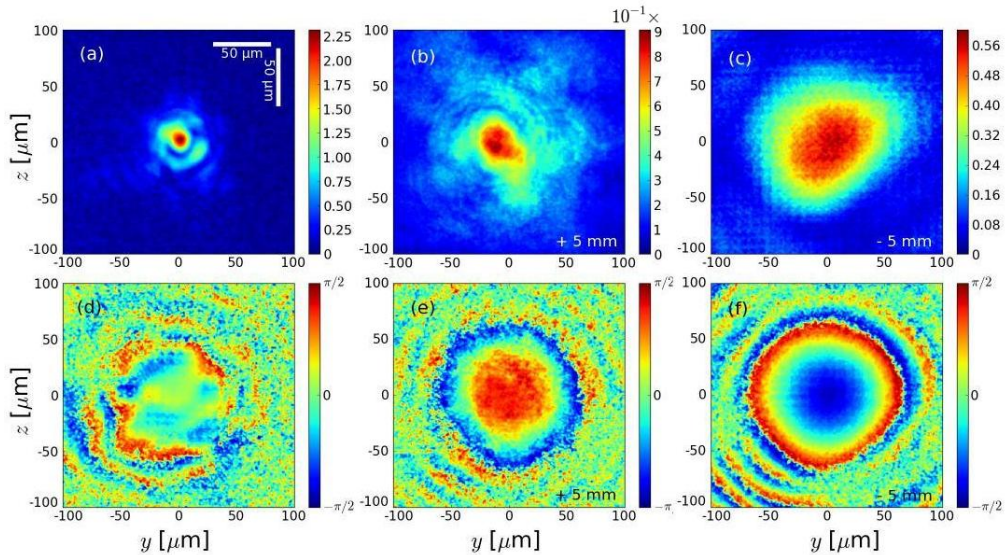


FIGURE 33 – (a) et (b) sont les distributions transverses (en termes de potentiels vecteurs normalisés) mesurées expérimentalement respectivement dans le plan focal et 5 mm après. (d) et (e) sont les phases reconstruites avec le GSA, correspondant respectivement à (a) et (b). (c) (resp. (f)) montre la distribution transverse (resp. la phase) du laser calculée par le GSA, 5 mm avant le plan focal.

De plus, on comprend également qu’un laser gaussien n’est qu’une approxi-

mation très grossière d'un tel laser. Pour comprendre précisément le rôle de ces imperfections lasers, on réalise, pour chaque buse utilisée, trois simulations différentes. Le laser est dans tous les cas modélisé par une impulsion de 30 fs en polarisation linéaire, avec une énergie de 1.35 J (ce qui correspond à l'énergie utile contenue expérimentalement dans la tâche laser). Cependant trois options différentes sont testées pour la simulation du profil transverse :

- un laser gaussien avec $w_0 = 18 \mu\text{m}$, correspondant à la taille moyenne de la tâche laser expérimentale, ce qui conduit à $a_0 = 2.32$,
- la distribution transverse d'intensité calculée par le GSA est utilisée, mais on suppose que le front de phase est idéal (i.e. nul dans le plan focal, et légèrement courbé, comme pour un faisceau gaussien, dans les autres plans),
- la distribution transverse d'intensité et le front de phase reconstruits sont utilisés.

Les profils transverses étant différents, la valeur du pic d'intensité laser varie suivant les cas, de sorte que la puissance laser soit conservée. Ce pic d'intensité varie cependant peu, sa valeur variant de moins de 5% entre les différentes options. Ainsi dans cette étude, les principaux paramètres lasers (énergie, durée, puissance et taille transverse moyenne) sont gardés constants contrairement à d'autres travaux précédents [Vieira *et al.*, 2012]. Ceci permet d'affirmer que seules les imperfections lasers pourront expliquer les différences observées. Les paramètres du plasma pour les simulations sont ceux décrits dans le tableau 2. Les pas spatiaux utilisés dans les simulations sont $\Delta x = 0.25 c/\omega_0$, $\Delta y = \Delta z = 4 c/\omega_0$ avec un pas temporel $\Delta t = 0.248 \omega_0^{-1}$.

V.3 Influence physique des aberrations laser

V.3.1 Focalisation laser et accélération électronique

La position du plan focal étant différente pour chaque buse (0.5 mm avant le début du plateau de densité pour la buse de 3 mm, et respectivement 0.3 mm et 2 mm après pour les buses de 5 mm et de 7 mm), la forme de la tâche laser est différente à l'entrée du plasma pour chacune des buses. La figure 34 montre la forme de ces tâches à l'entrée de chaque buse, dans le cas du laser gaussien comme du laser réaliste.

Afin de comprendre l'effet des aberrations laser, on commence par étudier la focalisation, le guidage et l'évolution du laser pour les trois profils laser considérés. La figure 35, montre l'évolution du maximum du potentiel vecteur normalisé pour les trois longueurs de buses. Dans tous les cas, l'intensité maximale commence par augmenter lors de l'auto-focalisation du laser à l'entrée du plasma. Ensuite des périodes d'auto-focalisation et de défocalisation se succèdent sur environ 3 mm, auxquelles s'ajoute une compression temporelle de l'impulsion laser, ce qui donne lieu à des modulations de a_0 . Lorsque la buse est suffisamment longue, la valeur

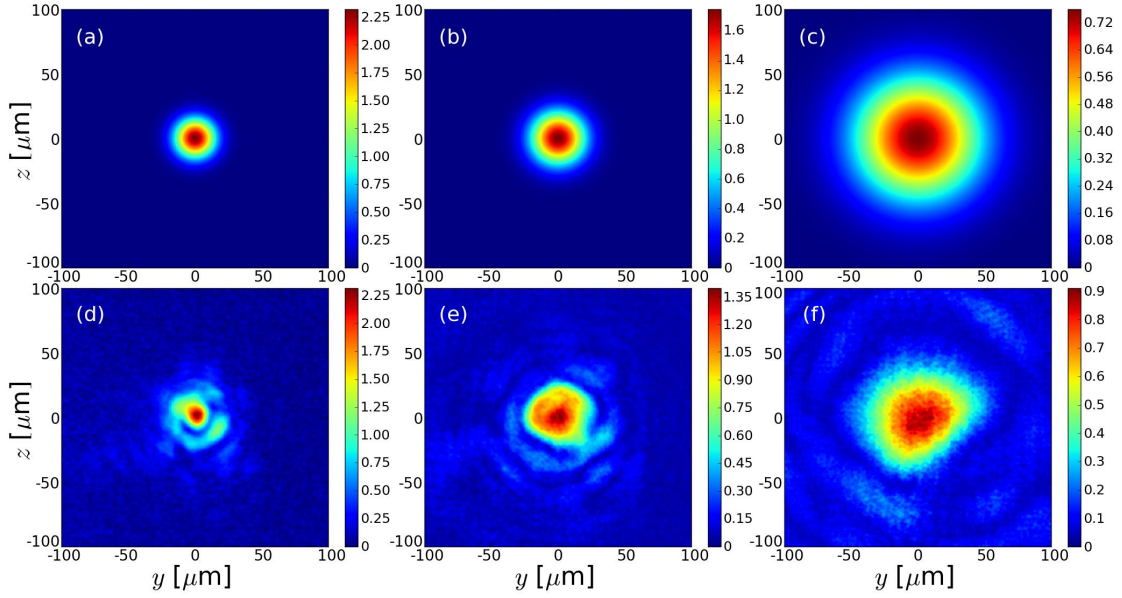


FIGURE 34 – Tâches lasers (potentiel vecteur normalisé) en début de simulation avec le laser gaussien pour les buses de 3 mm (a), 5 mm (b) et 7 mm (c). Les figures (d), (e) et (f) correspondent aux tâches en début de simulation avec le profil d’intensité réaliste pour les mêmes buses (resp. 3 mm, 5 mm et 7 mm).

maximale de a_0 décroît, indiquant que l’énergie laser est déplétée et que l’impulsion n’est plus auto-focalisée, la valeur approximative d’une propagation sur 3 mm étant en accord avec la valeur théorique de 2.6 mm pour la longueur de déplétion.

Pour la buse de 3 mm, on peut voir (figure 35a) que l’intensité maximale atteinte par le laser est plus basse lorsque le laser n’est pas gaussien. L’énergie contenue dans l’anneau en dehors de la tâche centrale, n’est en fait pas auto-focalisée de manière efficace : l’impulsion laser qui est guidée par auto-focalisation contient moins d’énergie et atteint donc une intensité moindre. À cause de cela, la conversion de l’énergie laser dans l’onde plasma de sillage est moins efficace avec ce laser plus réaliste [Genoud *et al.*, 2013]. On peut aussi remarquer que l’auto-focalisation laser prend plus de temps lorsque le laser n’est pas idéal. À cause des inhomogénéités du laser (figure 34d), le laser ayant un profil d’intensité et de phase réaliste est complètement focalisé 1 mm après le laser gaussien. La distribution d’énergie transverse du laser s’homogénéise durant 1 mm dans le plasma avant que l’impulsion puisse s’auto-focaliser et démarrer l’injection et l’accélération des électrons. Cette longueur n’est pas négligeable pour la buse de 3 mm.

Au contraire, pour la buse de 5 mm, le processus d’auto-focalisation commence à un temps semblable quelque soit le profil laser (cf fig. 35b). Ceci est dû à la position du plan focal qui a été repoussée dans le plasma : dans ce cas, le profil d’intensité en entrée est plus homogène, donc plus semblable à un laser gaussien (figures 34b et 34e). Cependant, les inhomogénéités de la tâche laser conduisent tout de même à une intensité maximale inférieure à celle atteinte avec un profil

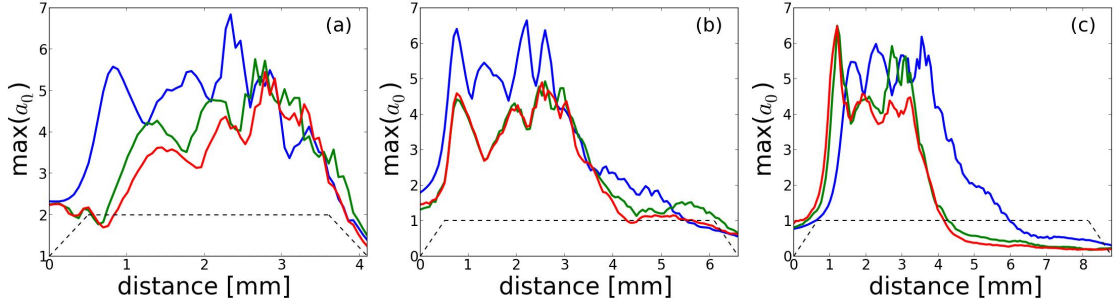


FIGURE 35 – Évolution de a_0 pour les buses de 3 mm (a), 5 mm (b) et 7 mm (c). Les courbes bleues (resp. vertes et rouges) correspondent aux lasers gaussiens (resp. avec seulement le profil d’intensité réaliste et avec les profils d’intensité et de phase réalistes).

gaussien, car une fraction de l’énergie laser n’est pas efficacement auto-focalisée. La même tendance se retrouve pour la buse de 7 mm, mais de manière moins prononcée. Le a_0 maximum atteint est semblable quelque soit le profil laser utilisé. Pour cette buse, on peut considérer que le laser gaussien est une assez bonne approximation du laser réel.

Les effets de focalisation et de propagation du laser entraînent une différence au niveau de l’injection et de l’accélération du faisceau d’électrons. On se concentre maintenant sur les résultats de la buse de 5 mm. La distribution en énergie du faisceau accéléré après 3.5 mm de propagation est montrée dans la figure 36a. En ce point, la charge du faisceau est maximale pour les trois profils lasers. En effet, au delà de cette distance, on n’a plus de transfert d’énergie du laser (qui est fortement déplété) vers les électrons, et ceux-ci vont alors perdre de l’énergie en créant leur propre sillage. Dans le cas du laser gaussien, la charge à cet instant est d’environ 1600 pC, avec une partie du faisceau engendrant un pic à haute énergie vers 450 MeV. En utilisant un laser plus réaliste, la charge est réduite d’un facteur proche de 3, et la partie à haute énergie disparaît. L’auto-focalisation moins efficace conduit à un sillage de plus faible amplitude, qui à son tour accélère moins efficacement les électrons. Dans le cas présent cependant, la plupart de la charge et de l’énergie gagnée par les électrons accélérés est perdue lors de la propagation dans le reste de la buse, où la création du sillage est assurée par le faisceau d’électrons. Ainsi, à la fin de l’accélération, la différence entre les spectres obtenus avec un laser gaussien ou réaliste est faible (cf fig. 36b). On note cependant qu’en ajoutant des précisions sur le profil laser, on reproduit mieux l’énergie maximale observée expérimentalement, avec une coupure du spectre entre 350 et 400 MeV.

Physiquement, le cas de la buse de 7 mm est très proche de celui de la buse de 5 mm : à l’accélération par sillage laser des électrons succède leur perte d’énergie après la déplétion du laser. Cependant pour la buse de 3 mm, la longueur du plateau du profil plasma est proche de la longueur de déplétion théorique du laser.

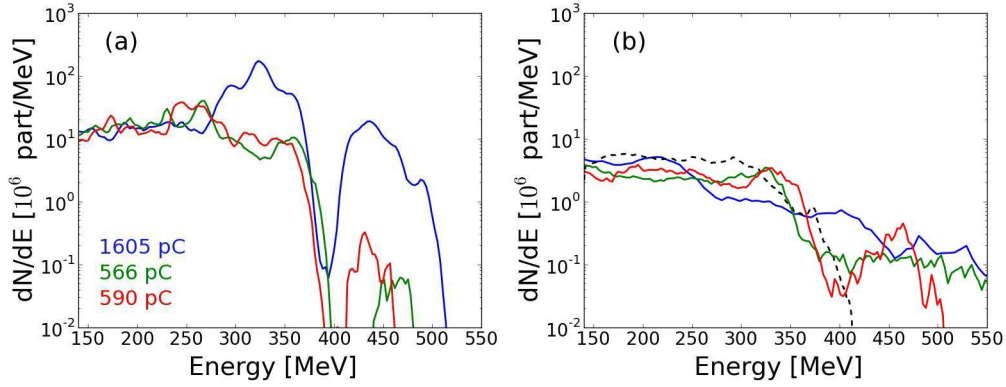


FIGURE 36 – (a) (resp. (b)) Distribution électronique pour la buse de 5 mm lorsque le gain d'énergie maximum est atteint, soit après 3.5 mm de propagation (resp. en sortie de buse, après 6.6 mm de propagation). Les courbes bleues (resp. vertes et rouges) correspondent aux lasers gaussiens (resp. avec seulement le profil d'intensité réaliste et avec les profils d'intensité et de phase réalistes). La distribution électronique expérimentale moyennée sur 10 tirs est tracée en pointillés noirs.

L'accélération a le temps d'arriver quasiment à son terme avec le laser gaussien, alors que le moins bon couplage entre le laser et l'onde plasma s'additionne avec le retard d'un millimètre pris pour auto-focaliser le laser dans le cas réaliste, ce qui retarde d'autant l'injection et l'accélération. Ainsi, le laser atteint le bord du plasma avant que la phase d'injection et d'accélération ne se termine. On a donc une grande différence entre les spectres finaux obtenus avec un laser gaussien qui surestime grandement la charge accélérée (1357 pC contre 202 pC expérimentalement) ou avec un laser réaliste donnant un résultat plus proche de la charge expérimentale (475 pC).

V.3.2 Effets des inhomogénéités laser sur l'émission X

Énergie rayonnée

Ici encore, le rayonnement X est calculé par post-traitement des trajectoires des particules de plus de 50 MeV. La figure 37 montre la puissance P instantanée rayonnée au cours du temps et calculée avec l'équation (72), ainsi que l'énergie rayonnée définie par

$$I(t) = \int_0^{t_f} P(t)dt, \quad (133)$$

pour les différentes buses en fonction du profil laser utilisé.

Pour les buses de 5 mm et 7 mm, on peut voir que la puissance rayonnée est encore non-négligeable bien après le moment où le laser devient fortement dépleté et n'est plus auto-focalisé (marqué par l'effondrement de l'intensité maximale dans la figure 35 après 3-4 mm). De plus, elle oscille dans les derniers millimètres de

propagation. À cause de la déplétion, le laser n'est progressivement plus assez intense pour créer un sillage efficace. Lorsque l'intensité laser devient insuffisante, le sillage créé par le laser disparaît, et on entre dans un second régime dans lequel c'est le faisceau d'électrons lui-même qui crée le sillage [Corde *et al.*, 2011]. Un tel sillage créé par un faisceau est alors capable à son tour d'accélérer des particules, on parle dans ce cas d'accélération par sillage plasma, ou PWFA (pour Plasma WakeField Acceleration). Ce phénomène est cependant limité dans notre cas, et nous l'étudierons plus en détail dans la section VI.3. Cette transition vers un sillage créé par le faisceau permet néanmoins d'émettre du rayonnement sur une distance significativement plus grande que la longueur de déplétion laser.

Enfin, juste avant que n'advienne la déplétion quasi-totale du laser, marquée par la baisse brutale de a_0 , la compression temporelle du faisceau laser lors de sa propagation le réduit à seulement quelques cycles optiques. Le concept de force pondéromotrice, qui suppose une enveloppe lentement variable, n'est alors plus pertinent. Ceci se traduit par une éjection transverse non-symétrique des électrons du plasma de part et d'autre du laser lors de son passage : le champ laser déplace les électrons préférentiellement d'un côté ou de l'autre dans la direction de polarisation, en fonction de la direction du champ électrique dans le pic d'intensité du champ laser. Ce phénomène dépend naturellement de la phase du laser au sein de l'enveloppe. Cette éjection transverse non-symétrique engendre alors un sillage non-symétrique, qui se met à osciller transversalement dans la direction de polarisation en fonction de l'évolution de la phase du laser dans son enveloppe [Nerush & Kostyukov, 2009] ; on parle d'effets CEP (Carrier-Envelope Phase). En conséquence, ceci initie un mouvement d'oscillation transverse des électrons, qui se traduit par une oscillation de la puissance rayonnée sur les figures 37b et 37c.

Pour toutes les buses, la puissance rayonnée diminue fortement si le profil d'intensité expérimental est utilisé, et diminue encore plus lorsqu'on ajoute l'information sur la phase. Pour les buses de 3 et 5 mm, cette réduction est liée à l'auto-focalisation moins efficace, et retardée, dans le cas de lasers réalistes : l'injection démarre plus tardivement, moins de charge est accélérée et le gain d'énergie pour ces électrons est inférieur (cf fig. 36a). Ainsi l'émission X est aussi retardée par rapport au laser gaussien, et le nombre de photons émis ainsi que leur énergie sont bien inférieurs. L'énergie totale contenue dans la source est donc fortement réduite (fig. 37d et 37e). Dans le cas de la buse de 7 mm, les résultats sur l'émission X obtenus avec les différents profils laser sont plus proches, car le scénario d'auto-focalisation est similaire : l'énergie rayonnée est finalement différente d'un facteur 2 seulement (contre près d'un ordre de grandeur pour les autres buses). On peut alors comprendre l'intérêt de défocaliser le laser en entrée du plasma : pour le laser réaliste, dans le cas de la buse de 7 mm, on est ainsi bien plus proche du cas optimal (laser gaussien). La focalisation naturelle du laser couplée à son auto-focalisation lors de sa relativement longue propagation ($\sim 2 \text{ mm} > 2 Z_R$) dans le

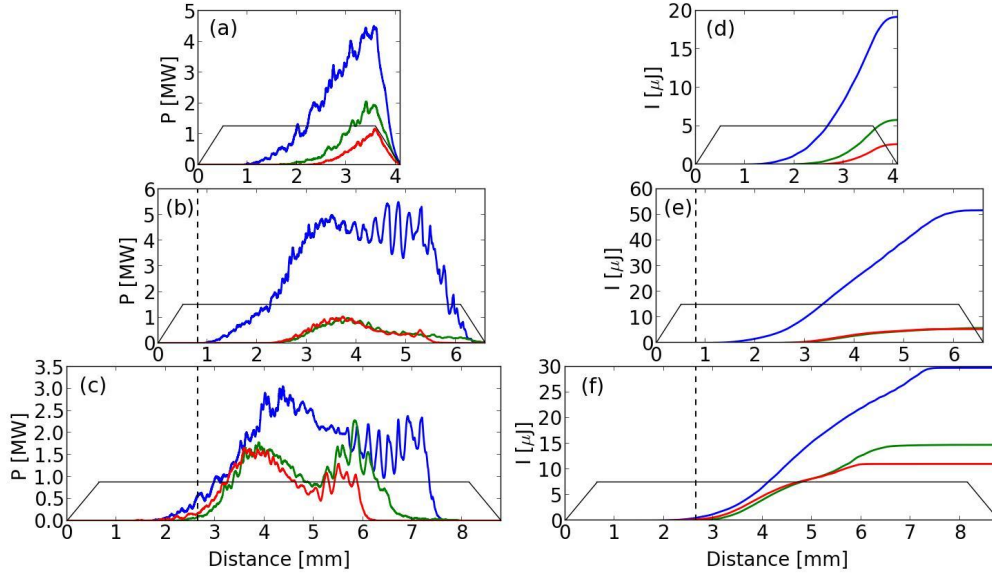


FIGURE 37 – (a),(b) et (c) : puissance P rayonnée pendant la propagation sur les buses de respectivement 3 mm, 5 mm et 7 mm. Les courbes bleues (resp. vertes et rouges) correspondent aux lasers gaussiens (resp. avec seulement le profil d'intensité réaliste et avec les profils d'intensité et de phase réalistes). (d), (e) et (f) montrent l'énergie rayonnée I correspondante. Les traits noirs représentent le profil plasma, et les pointillés noirs marquent la position du plan focal.

plasma avant d'atteindre le plan focal conduit à un lissage des inhomogénéités de la tâche laser et à un meilleur couplage avec le plasma, comme le montre la figure 35c. L'énergie rayonnée est alors plus grande que pour la buse de 5 mm. Ceci ne peut pas se comprendre avec le laser gaussien, pour lequel la défocalisation a des effets néfastes : l'énergie rayonnée est quasiment divisée par deux entre les buses de 5 mm et de 7 mm. La position optimale de focalisation pour le laser gaussien semble ainsi être proche de l'entrée du plasma.

Tous ces cas étant effectués avec la même énergie laser, on peut comparer l'efficacité finale de conversion de l'énergie laser en rayonnement X, $\eta_{l \rightarrow X}$. Pour la buse de 5 mm, on trouve une efficacité avec le laser gaussien ($\eta_{l \rightarrow X} = 3.8 \times 10^{-5}$) un ordre de grandeur supérieur à celle obtenue avec laser réaliste ($\eta_{l \rightarrow X} = 4.0 \times 10^{-6}$). Cet écart montre l'intérêt expérimental d'améliorer, à partir d'un laser d'une énergie donnée, le plus possible la qualité de la tâche focale. On peut par ailleurs noter que ces efficacités calculées sont bien meilleures que celle obtenues avec le laser PETAL.

Nombre de photons : reproduction et explication des résultats expérimentaux

Le tableau 3 synthétise le nombre de photons N_X obtenus pour les différents profils lasers pour chaque buse. De même que pour l'énergie rayonnée, N_X diminue

si un laser plus réaliste est utilisé. Pour la buse de 3 mm, le nombre de photons émis est surestimé d'un facteur ~ 6 dans le cas du laser gaussien par rapport au cas du laser le plus réaliste, et est encore surestimé d'un facteur > 2 lorsqu'on ne tient pas compte de l'information sur la phase. Seules les simulations qui utilisent le profil laser réaliste peuvent reproduire la tendance expérimentale d'augmentation du nombre de photons avec des buses plus longues (figure 38). Les simulations avec le laser réaliste permettent donc de comprendre précisément ce phénomène comme la conjonction de deux causes. Tout d'abord la transition vers un sillage généré par le faisceau d'électrons conduit à une émission X au-delà de la longueur de déplétion, d'où l'augmentation de N_X entre les buses de 3 mm et de 5 mm. Ensuite, commencer l'interaction laser-plasma alors que le laser n'est pas entièrement focalisé permet d'obtenir une tâche plus homogène, et plus efficacement auto-focalisée, ce qui conduit à une augmentation du nombre de photons si la longueur de la buse est suffisamment importante (car reculer le plan focal retarde l'injection et l'accélération); ceci explique l'augmentation du rayonnement entre les buses de 5 mm et de 7 mm.

buse	3 mm	5 mm	7 mm
Gaussien	5.1×10^9	7.2×10^9	4.5×10^9
dist. expérimentale	1.8×10^9	1.6×10^9	2.4×10^9
dist. expérimentale + phase	8.5×10^8	1.3×10^9	2.0×10^9

TABLE 3 – Nombre de photons N_X émis sur l'intervalle 0-30 keV dans les simulations CALDER selon les différents profils laser.

Enfin, les simulations utilisant à la fois la distribution d'intensité et la phase réaliste donnent un nombre de photons bien plus proche de celui de l'expérience. Même si le nombre de photons est encore surestimé d'un facteur $\sim 4-5$ par rapport à l'expérience, c'est bien mieux que la franche surestimation obtenue avec le laser gaussien (facteur ~ 20), d'autant plus qu'étant données les fluctuations tir-à-tir, l'écart quantitatif avec les plus hautes valeurs obtenues dans l'expérience n'est que d'un facteur 2. Par ailleurs, le but de l'expérience était initialement d'optimiser la source X, mais pas de comprendre l'influence des aberrations laser, d'où un nombre assez faible de diagnostics expérimentaux (mesure de l'intensité laser dans deux plans seulement, pas de mesure du front d'onde, etc.). Ainsi, il manque encore de nombreuses informations qui pourraient expliquer ce facteur : influence du profil temporel réel de l'impulsion laser (supposé gaussien dans les simulations), présence d'un chirp temporel ou spatial, etc.

V.3.3 Stabilité de pointé

La stabilité de pointé du faisceau d'électrons est un paramètre important pour pouvoir utiliser ultérieurement le faisceau d'électrons pour d'autres applications,

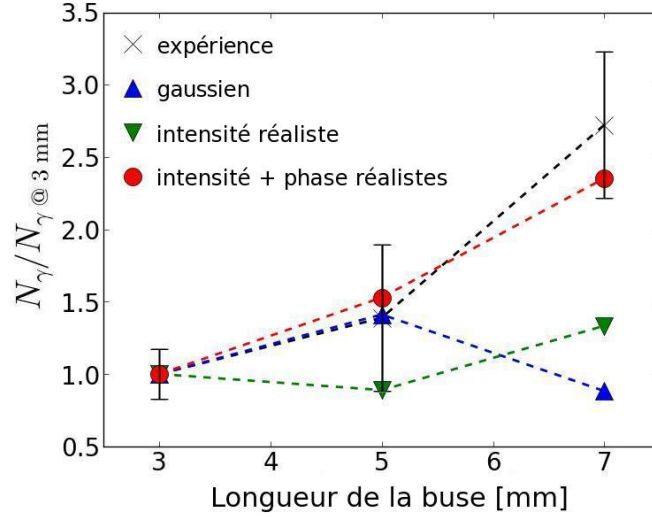


FIGURE 38 – Nombre de photons émis en fonction de la longueur de la buse. Les croix noires représentent les résultats expérimentaux, les triangles bleus (resp. les triangles verts et les ronds rouges) les résultats numériques avec le laser gaussien (resp. avec seulement le profil d'intensité réaliste et avec les profils d'intensité et de phase réalistes). Les lignes noires verticales représentent la déviation standard des mesures expérimentales. Les valeurs sont normalisées au nombre de photons émis avec la buse de 3 mm pour le même profil laser.

notamment lorsqu'il faut diriger le faisceau dans un dispositif de transport. La fluctuation de la direction d'émission du faisceau d'électrons, qui peut dévier expérimentalement de plusieurs milliradians par rapport à la direction de propagation du laser, est difficilement comprise actuellement, et n'est à priori pas liée à la fluctuation du pointé du laser, qui est généralement de l'ordre du microradian.

On montre en figure 39 l'évolution du pointé du faisceau d'électrons au cours de la propagation. Pendant la partie d'accélération par sillage laser classique qui se produit pour les 3-4 premiers millimètres, et en négligeant le premier millimètre où le pointé des électrons peut varier rapidement au cours de la phase d'injection, les simulations avec le laser gaussien présentent des oscillations irrégulières et rapides du pointé du faisceau. Ces variations s'expliquent par le mouvement bétatron des électrons et restent de faible amplitude par rapport aux oscillations qui suivent. Ces oscillations suivantes sont initiées par les effets de CEP qui apparaissent au delà de 4 mm de propagation lorsque le laser a été suffisamment comprimé temporellement pour ne plus posséder que quelques cycles optiques. Cet effet est uniquement visible dans la direction y de polarisation du laser et génère de fortes variations du pointé du faisceau d'électrons, qui peut atteindre jusqu'à 20 mrad. Au contraire, dans les simulations avec le laser réaliste, le faisceau est dévié de manière plus continue et l'amplitude de ces déviations pérennes peut atteindre des valeurs similaires, voire supérieures au cas gaussien. Si on stoppe les simulations après 4 mm (avant la

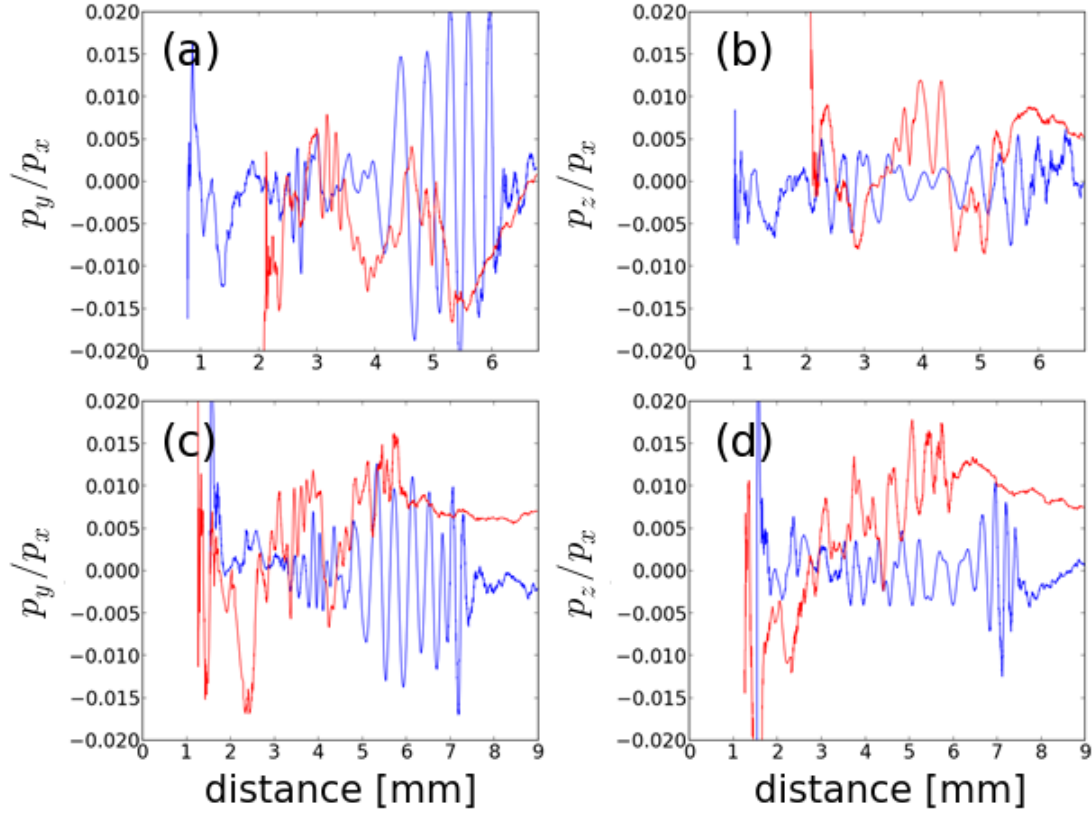


FIGURE 39 – Évolution du pointé du faisceau d'électrons pour les buses de 5 mm (a) et (b) et de 7 mm (c) et (d). Les figures (a) et (c) représentent le pointé dans la direction y : $\langle p_y/p_x \rangle$ et les figures (b) et (d) le pointé dans la direction z : $\langle p_z/p_x \rangle$, où $\langle \cdot \rangle$ représente la moyenne effectuée sur toutes les particules du faisceau. En bleu est tracé le cas du laser gaussien et en rouge le laser prenant en compte les profils d'intensité et de phase réalistes.

fin du régime de sillage laser pur), la déviation du pointé des électrons avec le faisceau gaussien est inférieure à quelques milliradians, tandis qu'avec le faisceau réaliste, les valeurs obtenues peuvent être supérieures à 10 mrad. Le front d'onde imparfait ainsi que les inhomogénéités dans la distribution d'intensité provoque une propagation du laser non rectiligne dans le plasma, ce qui entraîne le sillage et les électrons dans une direction autre que l'axe laser initial. Cet effet a déjà été mis en évidence pour un chirp spatial de l'impulsion laser [Popp *et al.*, 2010]. La prise en compte des inhomogénéités dans l'intensité et dans la phase du laser ainsi que les effets CEP semblent donc être un point important pour expliquer les fluctuations de pointé des faisceaux d'électrons observés dans de nombreuses expériences.

On peut vérifier ces résultats en regardant les distributions angulaires du rayonnement issues des simulations pour les différents profils lasers (cf fig. 40). Si la distribution angulaire de l'émission X est centrée autour de l'axe de propagation laser

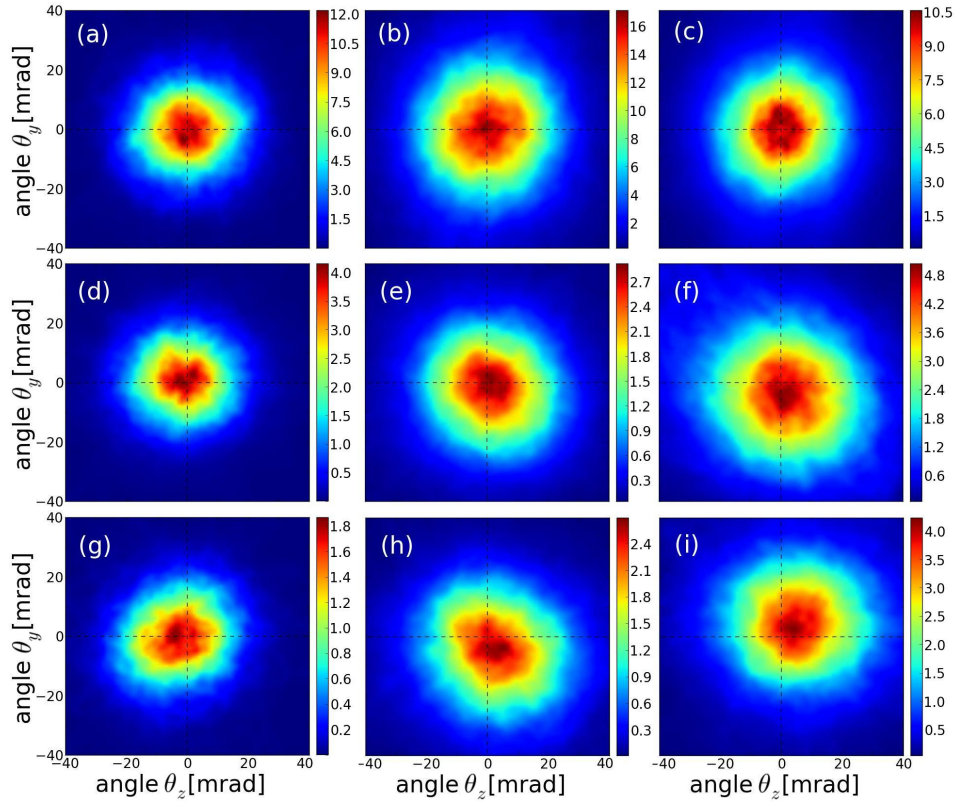


FIGURE 40 – Intensité rayonnée par unité d’angle solide (mJ/mrad^2). (a)-(c) dans le cas du laser gaussien, (d)-(f) pour le laser avec seulement le profil d’intensité réaliste et (g)-(i) pour le laser avec les profils d’intensité et de phase réalistes. (a), (d) et (g) montrent les résultats pour la buse de 3 mm, (b), (e) et (h) pour la buse de 5 mm et (c), (f) et (i) pour la buse de 7 mm.

lorsqu’on utilise un faisceau gaussien dans les simulations, elle a tendance à dévier de cette direction quand on ajoute des informations expérimentales précises sur le laser, tout particulièrement en ajoutant les informations sur la phase. En effet, la source X intègre le rayonnement émis au cours de toute la propagation ; pour connaître sa direction d’émission, c’est donc le pointé moyen du faisceau d’électrons qui compte, en non les fluctuations rapides bétatrons observées dans le cas gaussien. Pour le cas du laser réaliste, le pointé moyen du faisceau d’électrons au cours de la propagation est non nul, donc la tâche X rayonnée est non centrée. Ces déviations de la tâche X peuvent atteindre de l’ordre de 5 à 6 mrad dans les simulations (contre < 1 mrad avec le laser gaussien), ce qui est proche de l’observation expérimentale (pour la buse de 5 mm, cette déviation vaut 3.5 ± 2.1 mrad). Par ailleurs le simple fait de modifier la position du plan focal (ce qui est réalisé dans les simulations lorsque les longueurs de buse sont modifiées) change complètement la direction de cette déviation, ce qui la rend difficile à prévoir.

En conclusion, nous avons montré dans cette partie qu’il était nécessaire de

prendre en compte les imperfections laser dans les simulations pour reproduire pleinement les données expérimentales. L'utilisation d'un laser gaussien ne permet pas de reproduire finement certains traits expérimentaux tels que l'augmentation du nombre de photons avec la longueur de la buse ou l'oscillation du pointé du faisceau électronique. De plus, nous avons montré qu'ajouter les informations sur la distribution d'intensité transverse et la phase de l'impulsion laser réduit considérablement les performances de l'accélérateur plasma et de la source bétatron. On perd en effet un ordre de grandeur sur l'énergie de la source X entre le cas avec un laser gaussien et le cas avec le laser réaliste, ce qui conduit à un bien meilleur accord qualitatif et quantitatif avec l'expérience.

Jusqu'à maintenant, les solutions proposées pour conduire à une amélioration des sources bétatrons passent par un accroissement de la puissance laser où à une optimisation des cibles plasma utilisées. Cependant, cette étude suggère qu'une amélioration de la qualité du faisceau laser est aussi une voie prometteuse afin d'améliorer ces sources.

Après s'être intéressés à l'impulsion laser, nous allons manipuler le profil plasma dans la prochaine partie, afin de trouver des solutions permettant d'augmenter les performances des sources bétatrons sans avoir à recourir à des installations laser plus puissantes.